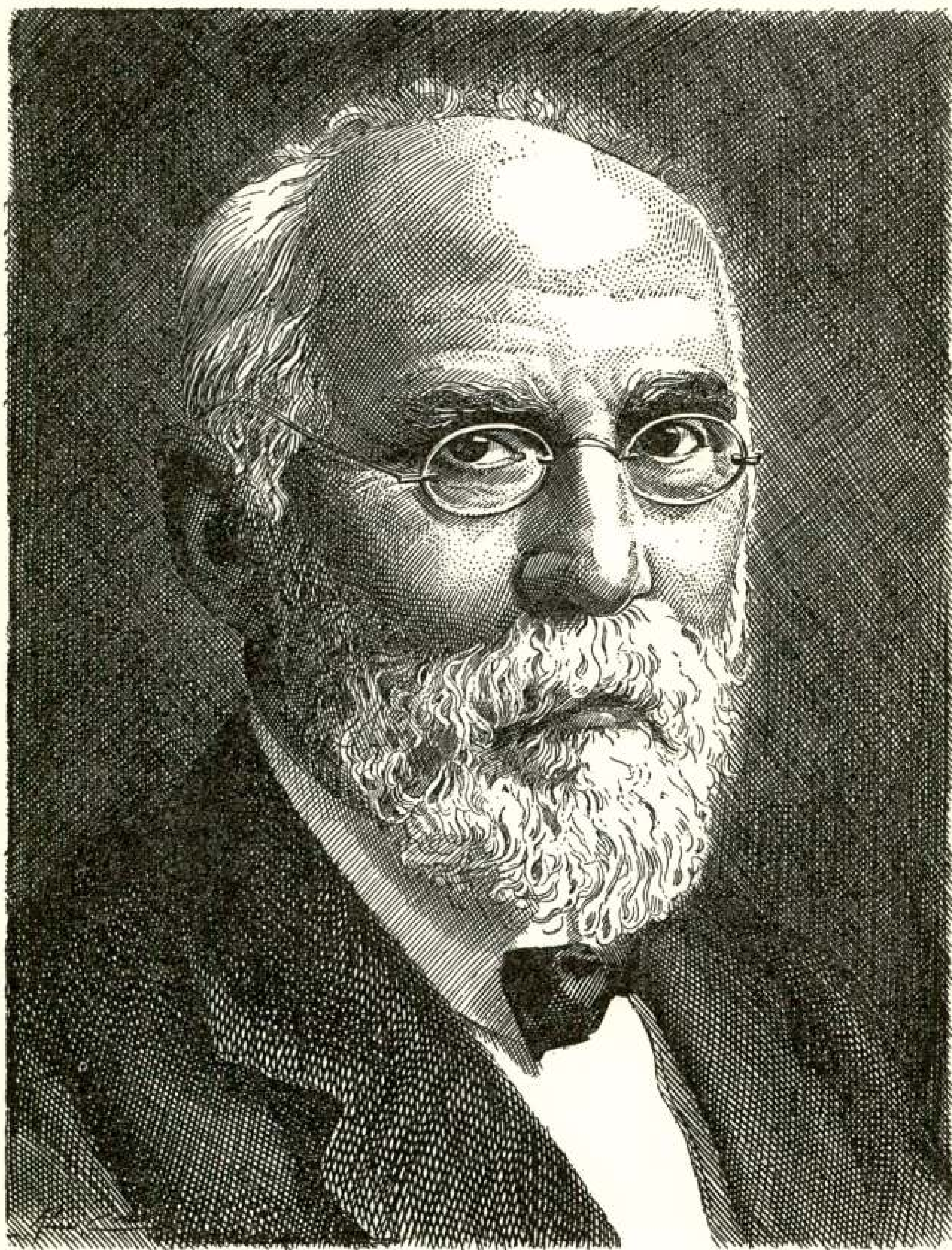
Tijdschrift van het
Nederlands Radiogenootschap

DEEL XVIII No. 5/6 NOVEMBER 1953



HENDRIK ANTOON LORENTZ

1853 - 1928

H. A. Lorentz and the bearing of his work on electromagnetic telecommunication[1])

by Balth. v. d. Pol [2])

The purpose of this paper, published in the centenary year of Lorentz's birth (18 July 1853) is to draw attention to Lorentz's personality and achievements and to the bearing of his work on the theory of electromagnetic telecommunication.

With one great exception, Lorentz never tackled any directly technical problem. His work concerned theoretical physics, and as such has many applications to electromagnetic telecommunication. Moreover much of it is so classical that, in modern times, one is apt to forget that he was the originator of several ideas which are of daily use in our communication technique.

When glancing over the long list of his publications, one is struck by the fact that he fertilized nearly all those parts of theoretical physica, which in his lifetime, had reached a certain state of provisional maturity enabling them to be worked out theoretically. Thus we find many fundamental contributions from his pen in theoretical mechanics, thermo-dynamics, hydrodynamics, kinetic theory, theory of solid bodies, light, heat, and general wave propagation. But perhaps his main work concerned the electromagnetic field, the theory of electrons and relavity theory.

Lorentz, however, lived in an age which saw the beginnings of the quantum theory enunciated by Max Planck and the new theory of the atom elaborated by Niels Bohr. Al though he was working within the framework of classical physics and both these theories were in violent contrast to classical views, Lorentz was one of the first to grasp their far-reaching importance and to realise the profound bearing they were destined to have on the future of theoretical physics.

It was his regular custom to communicate and expound these new ideas to his pupils in his famous lectures on Monday mornings at 11 o'clock at Leiden University. These lectures were of an exceptionally brilliant nature and their clarity proved his complete mastery of his subject. Among the audience in his small

---

1) Reprint from the Journal of the I.T.U.

2) Director C.C.I.R. Geneva.

lecture room other great physicists of his time, such as Ehrenfest, Einstein and many more were often present.

After expounding the views of the originators of some new theories in these lectures, he would often go on to point out the subtleties of the ideas or any slight inadequacy in the arguments used. And then, to use his own words, he would „turn the subject round and round and over and over". Thus he often was able to shed on it some new light of his own. In the next lecture he would usually go on with the subject and hardly anybody among the audience became aware of the fact that all which followed was his own creative work often prepared only a few days before.

Typical of Lorentz's genius was the great ease with which he could master physical subjects, even those, or particularly those, which in his time, belonged to the most difficult part of theoretical physics. The unique gift is clearly shown in the way in which he used to read scientific articles which his students occasionally submitted to him for criticism before publication. The quickest way for him to respond to such a request was as follows: first he read the beginning of the paper, where the theoretical problem was expounded; next, he took a piece of paper and solved the problem himself; then he looked at the end of the article and if the solution was the same as his own he was fairly sure that the reasoning was sound.

His very great gift of elucidating complicated physical problems is also exemplified by the way in which he often responded to scientific questions put to him by his colleagues or pupils. Instead of answering them directly, it was his habit to repeat the question in such a sharp and concise form that the answer at once became evident.

At the beginning of this century Lorentz was universally regarded as the leading theoretical physicist of his time. No wonder that he was the Chairman „par excellence" of several international scientific congresses. Apart from his Dutch mother tongue, he completely mastered English, French and German. A characteristic feature of his chairmanship was that frequently after listening to a complicated scientific contribution by one of the members of the congress, he would summarise what had been said in such a brilliant and concise way that only at that *moment* did the subject become clear to the audience, including perhaps the very member who had made the contribution.

Lorentz was much admired by all great physicists of his

time not only for his scientific achievements but also for his human qualities, especially his extreme honesty and modesty. I am allowed to quote here from an unpublished tribute to Lorentz which Albert Einstein wrote, a few weeks ago, on the occasion of the centenary of Lorentz's birth:

„I often had an opportunity to attend H. A. Lorentz's lectures, wich he regularly gave to a small circle of younger colleagues, after his retirement from his general professorship. Everything that emanated from this supremely great mind was as clear and beautiful as a good work of art; and one had the impression that it all came out so easily and effortlessly, as I have never experienced it from anyone else."

„If we younger ones had known H. A. Lorentz only as a great luminary, our admiration and veneration for him would already have been of an extremely special kind. But what I feel when I think of H. A. Lorentz is not covered by a long way by that veneration alone. For me personally, he meant more than all the others I have met on my life's journey".

Lorentz's work and its bearing on the theorie of electromagnetic telecommunication date back to his doctorate thesis which he wrote at the age of 22. The subject is the theory of the reflection and refraction of light from the point of view of Maxwell's equations. Maxwell had shown that his equations proved the electric nature of light waves. However, at the time Lorentz wrote his thesis (1875) there were still several competing theories. Lorentz definitely concludes that:

„On the basis of researches on the reflection and refraction of light, Maxwell's theory is to be preferred".

The formulae deduced there, at a time when there was no radio, from the basis of all subsequent work in radio on the reflection and refraction of electromagnetic waves, for instance by the earth.

Lorentz concludes his thesis with the following sentence:

„Far from having taken final shape, Maxwell's theory still requires the elucidation of many obscure points of

which only a quite inadequate explanation can be given at the present time. But one of the interesting aspects of any progress we make in our knowledge of nature is the fact that it clearly shows what remains to be achieved and points out the direction that should be taken by future research if it is to be successful."

These sentences, which are of a visionary nature, and which were written at the age of 22, contain the germ of most of his later work on the theory of electromagnetism.

The main difficulty actually left by Maxwell was the impossibility of explaining on the basis of his theory light spectra such as those emitted by several chemical substances. It is here that Lorentz penetrated the problem and tried to clarify matters. In Maxwell's time, what we now call the dielectric constant and magnetic permeability were regarded as overall properties of matter that could be measured statically or with slowly varying fields. But no insight into the reason why different substances showed different constants was available and why these „constants" varied so much with the frequency of the waves. It is here that Lorentz postulated as early as 1878 the idea that the propagation of electromagnetic waves through ponderable matter was governed by small electrically charged particles in the substances. Lorentz subsequently worked out this fundamental idea in all its details and thus created the *theory of electrons*. He did this originally with a view to a better understanding of how short light-waves are propagated through ponderable matter. However, these theoretical results also clarified many properties of longer electromagnetic waves such as are nowadays used in radio communication.

For instance, the forces in an electromagnetic field acting on electrons, and therefore their montions, were fully worked out and crystallised in a set of mathematical equations which can be considered to be a development and elaboration of Maxwell's equations: e.g. the force acting on an electron moving in a constant magnetic field could be calculated. These formulae still form the basis of the working of modern magnetrons as used in radar and other short wave communications; and also of modern cyclotrons which are used extensively for nuclear research.

The idea that the mass of an electron is partially or wholly of an electromagnetic nature was also elaborated by Lorentz.

In Leiden in October 1896, Zeeman published the results of his experiments. He placed a light source, such as a sodium flame, in a strong magnetic field and found that the spectrum lines were slightly broadened or displaced, showing that the frequency of the emitted light had changed slightly on account of the presence of the magnetic field.

At the time of Zeeman's discovery, Lorentz had already completely developed his theory of electrons. Thus with the aid of his theory Lorentz could at once deduce from Zeeman's experiments the ratio e/m between the charge and the mass of the electrons vibrating in the sodium flame. This ratio was found to be of the order of 10^7 in C.G.S. units. He could also predict the state of polarisation of the emitted light which Zeeman immediately found confirmed.

In October 1897, another great physicist, Sir J. J. Thomson, in Cambridge, England, published the findings of his experiments where he reflected elementary particles produced in discharge tubes with the aid of electric and magnetic fields; in this way he also obtained numerical values for the ratio of the mass and the charge of his particles. The fact that the ratio e/m found by J. J. Thomson was not far from the similar ratio which Lorentz's theory could deduce from Zeeman's experiment showed that these particles were probably identical in the two widely divergent experiments. Thus the electron was born. It can therefore be said that the electron was independently *invented* by Lorentz in Leiden and *discovered* by J. J. Thomson in Cambridge. All three physicists, Zeeman, Lorentz and Thomson were, a few years later, honoured with the Nobel prize.

The piesent author is perhaps the only living physicist who had the great privilege of working with both J. J. Thomson (from 1917 to 1919) in Cambridge and with H. A. Lorentz (1919—1922) in Haarlem. It would be very tempting to compare here the widely divergent personalities of these two great scientists. Thomson, on the one hand, designed his new experiments. I think, after an impulsive flash of inspiration. Lorentz, on the other hand, usually pondered long over his new ideas and their theoretical implications and he was only entirely satisfied if he could treat them from different aspects and use different methods all yielding the same result. Of course, along both lines, importent progress may be achieved in science.

There are several outcomes of Lorentz's electron theory

which have a direct bearing on modern radio technique. He showed in detail how to calculate the waves emitted from a harmonically oscillating electron free in space. The solution of this problem completely coincided with the theory which Hertz developed for an oscillating dipole, the current Hertz's dipole being equivalent, according to Lorentz's theory of electrons, to the product of the charge of the electron and its speed. In both cases the same radiation resistance is obtained. It need hardly be stated here that this theory is at the base of all modern calculations of ration from antennae.

There are two other parts of Lorentz's electron theory which have a bearing on (a) the modern theory of the ionosphere, and (b) the atmosphere of the earth. When ponderable matter is brought into an electric field, if we wish to calculate the local electric field near one molecule, Lorentz showed that, in general, we also have to take into account the influence on this local field of the polarization of the neighbouring molecules. Thus he introduced a famous mathematical term in his theory of polarization. This term is, no doubt, needed in the case of crystals. However, later on, it was felt doubtful whether this term had also to be considered in the field produced by electromagnetic waves in the ionosphere. Thus in the physical literature between 1929 and 1934 extensive discussions took place about the necessity of introducing this term into the theory of the ionosphere. The latest conclusion (C. G. Darwin) is that this is *not* the case in view of the physical circumstances in the ionosphere. On the other hand, Lorentz's theory of polarization does enable us to calculate the dielectric constant of a mixture of gases when their densities and dielectric constants are known. A specific case is the atmosphere of the earth containing oxygen, nitrogen, and water vapour. Here Lorentz's theory should be applied and it is at the base of modern research on the propagation of waves through the lower atmosphere.

Again, in 1892, Lorentz introduced „retarded potentials" which form the theoretical aspect of the fact that electromagnetic waves are propagated with the velocity of light. In the modern theory of the Laplace transform these retarded potentials appear quite naturally in the form of a „composition product".

We also find in Lorentz's works a clear and sharp statement of the following reciprocity theorem for linear systems[1]):

[1]) H. A. Lorentz, Proc. Acad. Amsterdam **7**, 401, 1905.

„If an electromotive action applied at a point P in the direction h produces in a point P' a current whose component in an arbitrarily chosen direction h' has the amplitude μ and the phase ν, an equal electromotive action taking place at the point P' in the direction h' will produce a current in P, whose component in the direction h has exactly the same amplitude μ and the same phase ν."

This theorem is of a very wide generality. It has been applied with much success in practice for finding the optimum site of a radio transmitter to ensure that at two points, where it is difficult to provide a good service, optimum conditions may be obtained.

This certainly is the place to refer to one of Lorentz's latest papers where he develops a generalisation of a little known remark, also of very general validity, by Oliver Heaviside[2], concerning electric networks. As I had occasion to conclude from many personal conversations, Lorentz had a great admiration for the work of Heaviside. Heaviside's theorem can be worded as follows:

„Given a constant passive network at rest. If at time $t = 0$ suddenly a constant E.M.F. is applied to the network, in general transients will occur. After a long time, say $t = t_1$, the transients may be considered to have died down and a direct current only will in general be present in the network. This direct current (if there is any) will cause a Joulean heat dissipation at a constant rate per second. If we call W' the „pseudo heat dissipation" which would have occurred if the constant, final, current had been present all the time from $t = 0$ to $t = t_1$, Heaviside's remark is to the effect, that, when the steady state has been reached, the total amount of work A done by the E.M.F. exceeds the „pseudo heat dissipation" (if there is any) by twice the excess of the electric energy U over the magnetic energy T, or:

$$A - W' = 2\,(U - T)\ ."$$

A remarkable consequence of this remarkable theorem is that a condenser can be charged from a D.C. source with an efficiency of 50% only. As stated, Lorentz generalised this al-

[1]) O. Heaviside, Electrical Papers, II, 412 (London, 1892).

ready general theorem of Heaviside so that it also became applicable to electrical systems with distributed capacitances and inductances. It is further of interest to note that in this paper, Lorentz introduced impressed *electric* as well as impressed *magnetic* forces into the Maxwellian equations. In ordinary circuit theory they correspond to an electromotive force and a current source respectively.

This summary of a part only of Lorentz's work would be incomplete without mentioning his important and very fundamental contribution to the special theory of relativity. All through his life he was greatly concerned with the problem of how light or other electromagnetic waves are propagated through a medium which is not at rest. Their behaviour is far different from, say, that of sound waves propagated through air in motion. The sound is propagated faster with the wind than against the wind. By analogy it could, therefore, be expected that a beam of light would travel faster in the direction of the motion of the earth than against the motion of the earth. What could be expected can be exemplified by the following experiment. Suppose we have a straight river. A ship, which develops a constant speed relative to the water, first goes from a to b *down-stream* and, when arrived at b, it at once turns round and goes back *up-stream* to a. It is simple to calculate that in such an experiment the duration of the total voyage will be influenced by the velocity of the stream. In fact it will take longer for the ship to make its up and down voyage when the river is flowing than when the water is stationary, because the period during which the ship loses time is somewhat longer than the period during which it gains time. When the velocity of the river is greater than the speed of the ship relative to the water, then the ship will never return at all.

In exactly the same way, the speed of light, it was thought, would be influenced by the motion of the earth through the ether, and it was for this reason that Michelson and Morley in Chicago carried out an experiment (1887) to test this hypothesis. The experiment was very delicate to perform and in order to prevent mechanical vibrations disturbing the apparatus, while the actual measurements were being made, all street cars in Chicago stopped for a while. The outcome of the experiment was most surprising: no difference in the speed of light in the two directions could be observed. Lorentz at once tackled the problem theoretically and the only conclusion he

could arrive at was the bald one viz, that all matter moving with high velocity is slightly contracted in the direction of its motion. Thus the length of the measuring apparatus in the experiment also became somewhat smaller just in the right proportion to cancel exactly the increased travelling time. This now famous Lorentz contraction had also been independently suggested by Fitzgerald. But Lorentz went further. He postulated that all observable effects in a laboratory should be the same whether the laboratory is at rest or is, as a whole, moving with constant velocity through the ether. This led him to the famous Lorentz transformation, a set of mathematical equations which are at the basis of the whole theory of relativity.

Minkowsky later on showed that the interpretation of these equations was simplified if time is considered as an imaginary fourth dimension in our three dimensional world. Then the Lorentz transformation could simply be interpreted as a rotation of the four dimensional system.

Shortly after Lorentz had given his Lorentz transformation, Einstein independently found the same equations. Einstein generalized them even further, making them applicable also to systems moving with a variable speed, whereas Lorentz originally considered systems moving with a constant speed only.

I need not quote here all the consequences of the theory of relativity, which entirely pervades theoretical physics. From this theory it follows, for instance, that the velocity of the radio waves emitted by an aeroplane, measured on the earth, is the same in the direction of fligt as against it (although modern technique would very well be able to measure the Doppler effect of these waves). It also follows from the theory of relativity that, although aeroplanes may break the sound barrier, a light barrier will never be reached. Einstein postulated specifically that in no circumstances can any velocity relative to the ether be measured. This induced him to abolish the ether altogether. Lorentz however preferred to maintain the idea of the ether because he considered it helpful in visualising wave motions through it.

As stated in the beginning of this survey, there was only one case where Lorentz directly tackled a technical problem. It was when he was asked by the Dutch Government to in-

vestigate the effects on the water movements in the Zuider Zee if a dyke were constructed across its northern part with a view to draining it and thus gaining more land for the country. Here again he did not rely on any empirical hydro-technical laws but investigated the problem ab initio. The findings of a small governmental committee under his chairmanship were such that the large undertaking of draining a considerable part of the Zuider Zee could be started on the basis of Lorentz's calculations. Shortly before his death, on a special trip around the Zuider Zee, he was able to verify that his theoretical predictions were fully confirmed experimentally. It is also due to these calculations that, during the recent floods in Holland, a large part of the country, including the capital Amsterdam, was saved from even greater disaster.

In these calculations he had to take the frictional forces of the water as proportional to the square of the velocity, so that his differential equations became nonlinear with all the complications involved. He solved the difficulty by introducing linear resistance terms of such a magnitude that the total dissipation during one period of the oscillation and for the given amplitude remained approximately the same. Similar mathematical methods are now also being used in nonlinear mechanics and in the theory of nonlinear electrical circuits, which may contain triodes, tranistors or other nonlinear circuit elements.

Lorentz, as a rule, disliked to give his view on philosophical problems outside his own domain of theoretical physics, in which he was one of the greatest geniuses. He was convinced that real progress in science is not achieved in international congresses but rather by the efforts of an individual in the loneliness of his study or his laboratory. In this connection, I may quote the following opening speech which Lorentz made in October 1911 to the first „Conseil de Physique Solvay" where discussions took place on the aspects of the then still new and mysterious quantum theory. He said:

> „What will be the outcome of this assembly? I would not venture to say, as I do not know what surprises are in store for us. But since it is wiser not to rely on such surprises, I consider it highly probable that we shall contribute but little to immediate progress. Progress in science

is achieved more by individual effort then by the reflections of a congress or council and it is even quite possible that, while we are discussing a problem, some lonely scientist somewhere in the world is finding its solution."[1])

After a shot illness, Lorentz died on February 4th, 1928.

At his grave P. Ehrenfest said:

„Read the writings of Lorentz, read his textbooks and the image of a workroom rises before our eyes, a room with high windows through wich a stimulating morning sun shines, and the master, who works there, uses his tools with great love. He prefers the simplest tool which is most suited for the aim in view, but also very rare and fine precision instruments are available arranged in nice order and ready to be used; and everything is shining from the use of years and years.

„And because the master shows us with so much devovotion which of his tools he got from Christiaan Huygens and which from Fresnel and which from other masters, we feel sure that many others of his ingenious tools he must have invented and constructed himself; but he doesn't tell us, the master. The master in his room full of sun. The master with his dark eyes and his fine significant smile."

Although during the last twenty-five years physics has made enormous strides, opening up many new avenues, Lorentz's work will remain for all times a masterpiece of classical physics, much of which is still being applied daily in various branches of modern electromagnetic telecommunication technique.

---

[1]) Louis de Broglie: Notice sur la vie et l'oeuvre de Hendrik Antoon Lorentz, (Lecture faite en la séance annuelle des prix, du 10 décembre, 1951) Académie des Sciences (Paris).

Magnetische en diëlectrische rekenmachine-elementen

door F. van Tongerloo [1])

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 24 Juli 1953.

SUMMARY

In this article a survey is given of the possibilities to use magnetic and dielectric materials with a „rectangular" hysteresis loop. The first part deals with circuitry depending on a good ratio remanence to saturation and the second part describes circuitry for which the „squareness ratio" is of importance. The article contains no new developments.

Gedurende de laatste jaren zijn bij het onderzoek van magnetische en diëlectrische materialen enkele merkwaardige eigenschappen aan het licht gekomen. Door geschikte behandelingen van ferromagnetische en ferroelectrische materialen is het mogelijk hysteresiskarakteristieken te verkrijgen welke practisch rechthoekig zijn (fig. 1). Het verschil tussen remanentie en verzadiging is klein, de verhouding van remanentie tot verzadiging kan 0,9 bedragen, terwijl de grootte van de coercitiefkracht voor verschillende materialen in een wijd gebied kan variëren.

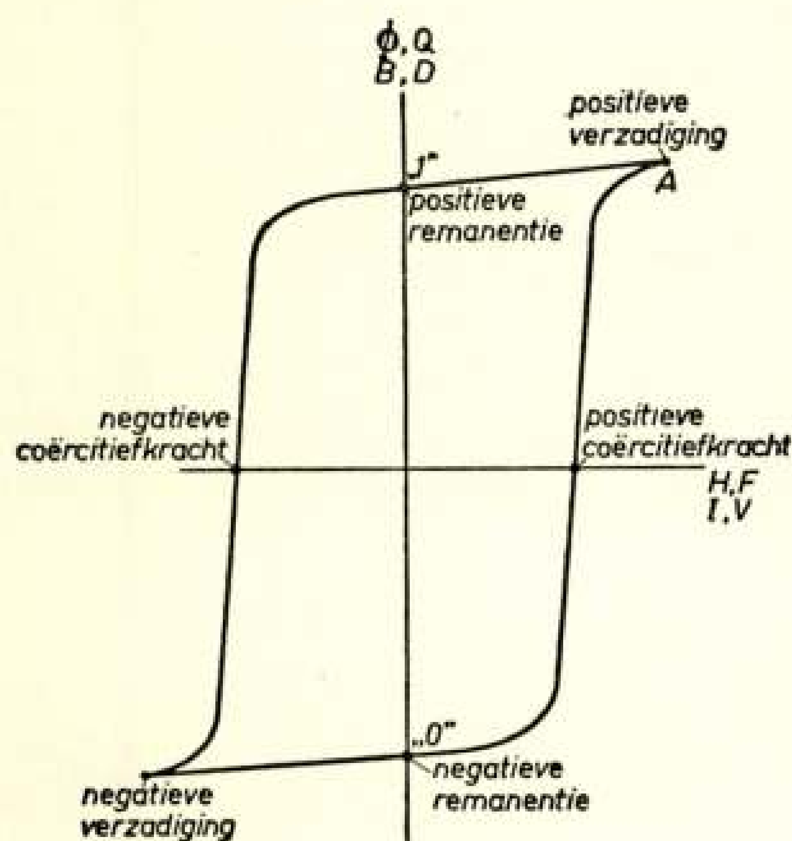


Fig. 1.
Hysteresis karakteristiek, voor een magnetisch materiaal $B = f(H)$ of $\Phi = f(I)$ en voor een dielectrisch materiaal $D = f(F)$ of $Q = f(V)$.

Tal van onderzoekers hebben schakelingen bedacht, waarmee een nuttig gebruik van deze remanentie wordt gemaakt. In het volgende zullen enige van deze schakelingen

[1]) Natuurkundig Laboratorium N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Nederland.

worden behandeld, zonder hierbij naar volledigheid te streven.

Als eerste toepassing komt in aanmerking het geheugenelement. Wordt het materiaal positief tot punt A geëxciteerd (fig. 1) en de excitatie daarna weggenomen dan zal het materiaal via de positieve verzadiging terug komen in het positieve remanentiepunt. Het materiaal is blijkbaar in staat zijn voorgeschiedenis te onthouden. Daar er twee remanentiepunten zijn, ligt het voor de hand het geheugenelement in het binaire stelsel te gebruiken. Het binaire stelsel kent alleen de cijfers 1 en 0 en dienovereenkomstig wordt het bovenste remanentiepunt als „1" en het onderste als „0" aangeduid.

Een practische schakeling met een magnetisch materiaal is in fig. 2 aangegeven[1]). De getekende kernen zijn in werkelijkheid gesloten ringkernen, terwijl uiterste zorg moet worden besteed om luchtspleten te voorkomen. De aangegeven verschuivingsimpulsen welke dienen om de informatie van kern tot kern te verplaatsen, worden na elkaar aangelegd en zijn steeds negatief. De schakeling werkt nu als volgt. Eerst wordt met de ingangswikkeling de informatie in kern 1 opgeslagen waarbij er voor gezorgd moet worden dat kern 2 in zijn begintoestand, dat is stand „0", blijft staan. Kern 1 staat dan in „1" of in „0". Om nu te bepalen, welke informatie is opgeslagen, wordt de eerste negatieve verschuivingsimpuls aangelegd. Staat kern 1 in „0" dan wordt een flux doorlopen van „0" tot a en terug naar „0". De fluxverandering is gering en de geïnduceerde spanning in de gekoppelde wikkeling is zo klein, dat practisch geen stroom door deze windingen loopt. De in de uitgangswikkeling van kern 2 geïnduceerde spanning is practisch nul. Doordat kern 2 al in „0" staat en zijn remanentietoestand niet kan veranderen is de informatie als het ware van kern 1 naar kern 2 overgedragen. Staat daarentegen kern 1 in „1" dan doorloopt de flux van kern 1 bij het aanleggen van de verschuivingsimpuls de weg „1"-a-„0" en de hier-

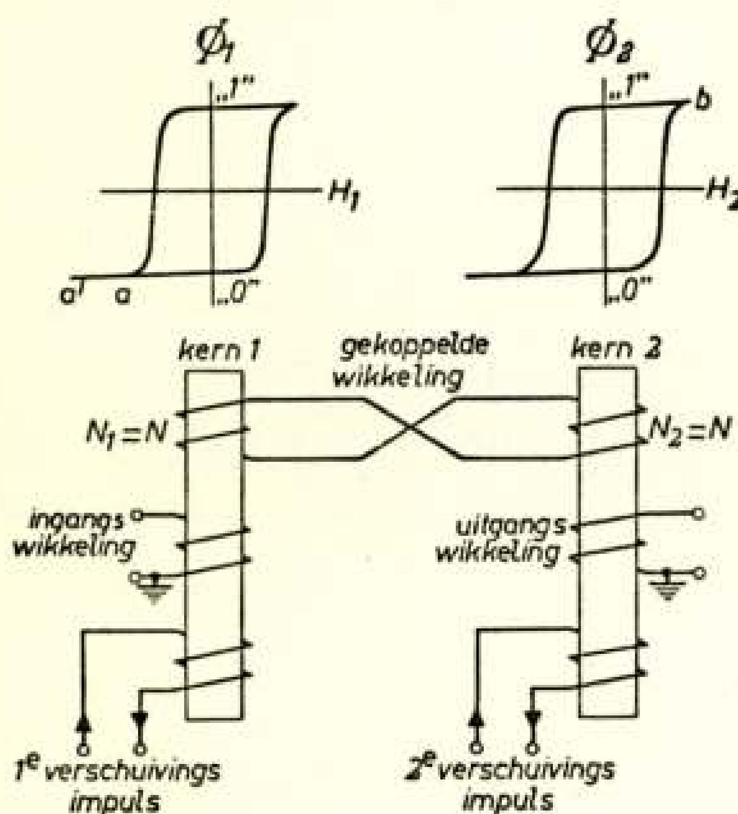


Fig. 2.
Binaire geheugeneenheid met één overdrachtswikkeling

door in de gekoppelde wikkeling geïnduceerde spanning is dan zo groot, dat de hieruit voortvloeiende stroom kern 2 naar „1" magnetiseert. Daarbij doorloopt de flux van kern 2 de weg „0"-*b*-„1" en induceert op de uitgangswikkeling een grote negatieve spanning, in overeenstemming met de aangegeven wikkelzin. Ook nu is de informatie van kern 1 naar kern 2 overgedragen, maar de informatie van kern 1 is verloren gegaan. Kern 1 komt na de eerste verschuivingsimpuls altijd in stand „0" terug. Vergeleken met de begintoestand is de informatie van de beide kernen gewisseld en om de begintoestand te herstellen wordt de tweede negatieve verschuivingsimpuls aangelegd, waarbij de overdracht in omgekeerde zin verloopt. Voor het aflezen van het geheugen zijn twee verschuivingsimpulsen nodig en de cyclus verloopt zoals in tabel I is aangegeven. De stand van het geheugen wordt aangegeven door de beginstand van de eerste kern. Kolom *a* geeft de cyclus weer bij het aflezen van een „1" en kolom *b* die bij het aflezen van een „0".

TABEL I.

	kern-nummer	*a*	*b*
Beginstand kernen	1	„1"	„0"
	2	„0"	„0"
stand van de kernen na de 1e neg. verschuivingsimpuls	1	„0"	„0"
	2	„1"	„0"
spanning op ingangswikkeling tijdens 1e neg. verschuivingsimpuls	1	pos	nul
spanning op uitgangswikkeling tijdens 1e neg. verschuivingsimpuls	2	neg	nul
stand van de kernen na de 2e neg. verschuivingsimpuls	1	„1"	„0"
	2	„0"	„0"
spanning op ingangswikkeling tijdens 2e neg. verschuivingsimpuls	1	neg	nul
spanning op uitgangswikkeling tijdens 2e neg. verschuivingsimpuls	2	pos	nul

Staat het geheugenelement in „0" dan ontstaat geen spanning op de uitgangsontwikkeling en staat het geheugen in „1" dan ontstaat zowel een positieve als een negatieve spanning op de

uitgangswikkeling, waarvan men met behulp van een eenzijdig sperrend element één polariteit kan uitkiezen en deze wat de tijd betreft met de eerste of de tweede verschuivingsimpuls kan laten samenvallen.

Zoals reeds opgemerkt is, moet tijdens het opslaan van een nieuwe informatie, ongeacht de vorige stand van het geheugen, kern 2 altijd in „0" blijven staan. Moet een „0" in het geheugen worden opgeslagen als kern 1 in „1" staat dan zal tengevolge van de ontstane stroom in de gekoppelde wikkeling kern 2 in „1" komen en nu is er na de twee aangelegde verschuivingsimpulsen geen overeenstemming meer met de beginstand. Daarom moet het opslaan van een nieuwe informatie samenvallen met een negatieve verschuivingsimpuls op kern 2. Zou het opslaan van een nieuwe informatie kern 2 naar „1" willen brengen dan zorgt deze verschuivingsimpuls ervoor dat kern 2 toch in „0" blijft staan.

Voor de gekoppelde wikkeling geldt de differentiaalvergelijking

$$-N_1 \frac{d\,\Phi_1}{dt} - N_2 \frac{d\,\Phi_2}{dt} = Ri + L\frac{di}{dt} \quad \text{en na integratie}$$

$$N_1 \triangle \Phi_1 + N_2 \triangle \Phi_2 = -\left(R\int i\,dt + L \triangle i\right) \tag{1}$$

Hierin is R de weerstand en L de lekinductantie van de gekoppelde wikkeling. Tijdens het overdragen van een „1" van kern 1 naar 2 is het rechterlid van 1 altijd negatief zodat moet gelden

$$N_1 \triangle \Phi_1 + N_2 \triangle \Phi_2 < 0 \tag{2}$$

In de schakeling van fig. 2 moet de gekoppelde wikkeling de informatie van kern 1 naar kern 2 en terug kunnen overdragen, waardoor

$$N_1 = N_2$$

Uit vergelijking (2) volgt dan

$$\triangle \Phi_1 + \triangle \Phi_2 < 0 \tag{3}$$

Hieraan kan alleen voldaan worden door kern 1 verder dan het punt a te magnetiseren en wel tot a'. Kern 1 doorloopt dan de flux „1" $- a' -$ „0" en kern 2 „0" $- b -$ „1", zodat aan vergelijking (3) voldaan is. Is om de een of andere reden $\triangle \Phi_1 + \triangle \Phi_2$ niet een voldoend bedrag kleiner dan nul, dan zal kern 2 niet naar het punt „1" gebracht kunnen worden en op

een iets lager gelegen punt „1" terecht komen. Na successievelijk aflezen zakt dit punt steeds verder naar beneden en tenslotte zal de informatie verloren gaan, waarbij beide kernen tengevolge van de negatieve verschuivingsimpulsen in de stand „0" zullen eindigen.

Een andere mogelijkheid om aan vergelijking 2 te kunnen voldoen is door $N_1 > N_2$ te maken, zoals in fig. 3 is aangegeven. Dan moet de gekoppelde wikkeling in twee delen gesplitst worden, terwijl door middel van een sperrend element de overdracht slechts in één richting kan geschieden. De bovenste gekoppelde wikkeling verschuift de informatie van rechts naar links en de onderste gekoppelde wikkeling van links naar rechts.

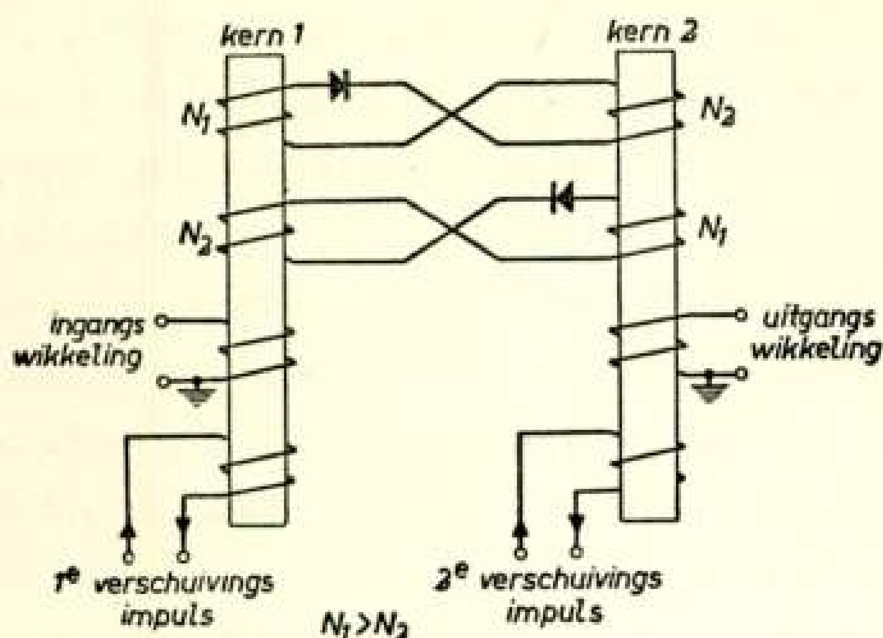


Fig. 3.
Binaire geheugeneenheid met gescheiden overdrachtswikkeling.

De uit de geheugenschakeling direct voortvloeiende volgende schakeling is de magnetische bistabiele trekker[2]). De schakeling is dezelfde als in de figuren 2 en 3, maar hier moet in de begintoestand één van de kernen in „1" en de andere in „0" staan. Staat kern 1 in „1" en kern 2 in „0" dan verlopen de transities bij de twee aangelegde verschuivingsimpulsen als in tabel I kolom *a* is aangegeven, waarna de uitgangstoestand weer is hersteld. Hiervoor zijn dus twee verschuivingsimpulsen nodig, terwijl door middel van een sperrend element in b.v. de uitgangswikkeling maar eenmaal een stroom in deze wikkeling kan ontstaan. De schakeling is derhalve ook geschikt als frequentiedeler.

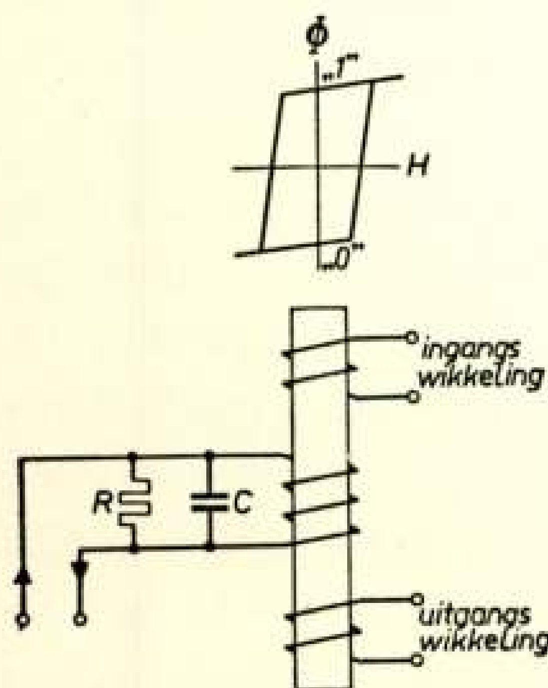


Fig. 4.
Geheugeneenheid met één kern per binaire eenheid.

Het is ook mogelijk een geheugen te maken met slechts één kern per binaire eenheid zoals in fig. 4 is aangegeven. Met de aangegeven geïdealiseerde karakteristiek heeft de zelfinductie van de spoel twee verschillende waarden. In het vlakke gedeelte van de karakteristiek

is de zelfinductie laag en is de kwaliteit van de kring $Q = R\sqrt{\frac{C}{L}}$ hoog en in het steile gedeelte is de zelfinductie hoog en kan de kwaliteit zodanig gekozen worden dat de kring juist kritisch gedempt is. Staat de kern in „1" dan veroorzaakt de negatieve magnetiseringsstroom ten tijde van het doorlopen van het steile gedeelte van de karakteristiek een grote zelfinductiespanning op de condensator. De kring is daarna weinig gedempt zodat de condensatorspanning zonder veel verlies van teken omkeert en nu de kern weer in de andere richting magnetiseert. Nu moet de door de condensator te leveren stroom zo groot zijn dat juist het steile gedeelte van de karakteristiek kan worden doorlopen, zodat hierdoor de kern weer in de uitgangstoestand terugkomt. Door de kritische demping is de condensator practisch geheel ontladen en blijft de kern in deze toestand staan. Op de uitgangswikkeling verschijnt eerst een positieve en daarna een negatieve spanning, waarvan er één door middel van een sperrend element kan worden uitgekozen. Staat de kern in „0" dan ontstaat op de condensator geen grote zelfinductie spanning bij de negatieve magnetisatie en daardoor verandert de flux practisch niet.

Staat de kern in „1" dan werkt de schakeling in principe als een monostabiele trekker, waarvan de tijd, welke nodig is om de schakeling weer in zijn uitgangstoestand terug te zetten beïnvloed kan worden door de grootte van de condensator.

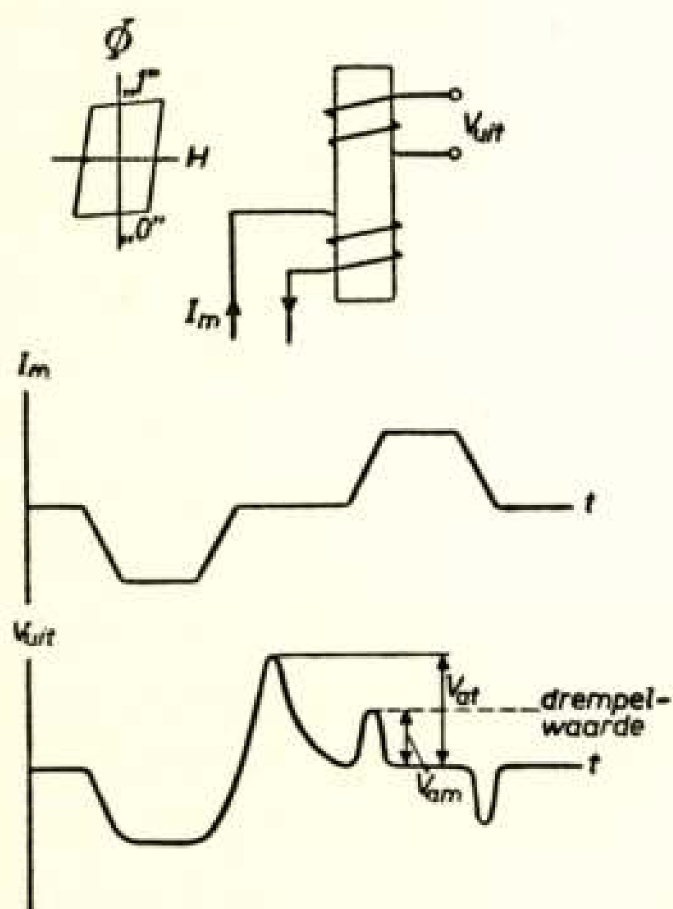


Fig. 5.
Magnetiseringsstroom en uitgangsspanning van een kern in stand „1" zonder de uitgangstoestand te veranderen.

Een andere methode[3]) om de stand van een kern te kunnen bepalen is het aflezen met smalle niet te grote impulsen, welke voor kernen met metallische samenstelling wel wordt gebruikt. Tengevolge van een plotselinge opgedrukte uitwendige veldverandering, zullen aan de buitenkant van de kern wervelstromen lopen, welke het inwendige van de kern afschermen. De buitenzijde van de kern krijgt daardoor een veel grotere veldverandering dan de binnenzijde. Uiteraard zal de veldverandering aan de buiten-

zijde groter zijn als de aangebrachte veldverandering werkt tegen de richting van de reeds bestaande flux in, dan wanneer de laatste verandering in de reeds bestaande fluxrichting werkt, hetgeen tot uiting komt in de op een hulpwikkeling geïnduceerde spanning zoals in fig. 5 is aangegeven. Door middel van een drempelschakeling kan de amplitude V_{at} welke boven de waarde V_{am} uitkomt, worden aangetoond ter indicatie dat de kern in de stand „1" staat. Door nu de tijd van het aflezen klein te houden krijgt de kern niet de gelegenheid van magnetisatietoestand te veranderen en komt zij automatisch weer in de begintoestand terug.

Een in rekenmachines veel gebruikte schakeling is het z.g. schuivend register[1]). Dit is een inrichting waarbij de informatie van een binaire eenheid door middel van stuursignalen naar een volgende eenheid verplaatst kan worden. Fig. 6 geeft een magnetische schakeling, waarbij drie kernen voor een binaire eenheid nodig zijn en waarvoor drie na elkaar aangelegde negatieve verschuivingsimpulsen zorgen voor de overdracht naar de volgende eenheid. De stand van de binaire eenheid wordt bepaald door de derde kern, waarbij de twee andere in „0" staan. Is kern 1 door de voorafgaande binaire eenheid in „1" gebracht dan zal de eerste negatieve verschuivingsimpuls kern 2 naar stand „1" brengen door de gekoppelde stroom i_1 en kern 1 in „0" achterlaten. Kern 2 stond echter in „0" zodat ook in de gekoppelde wikkeling van de kernen 2 en 3 een stroom zou willen lopen, welke door de gelijkrichtcel wordt gesperd. Tevens ontstaat een ongewenste stroom i_2 in de gekoppelde wikkeling van de kernen 3' en 1 welke met het aanbrengen van een compensatiewikkeling N_C, waardoor ook de verschuivingsstroom

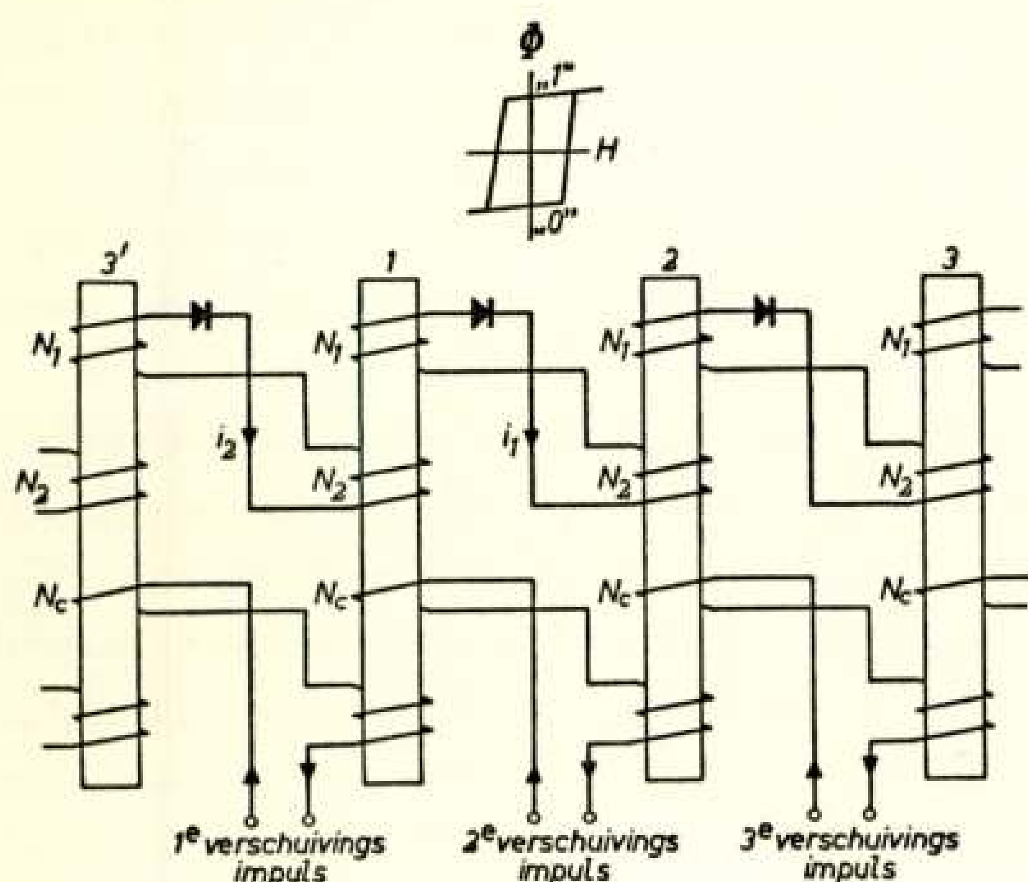


Fig. 6.
Schuivend register met drie kernen per binaire eenheid.

loopt geen resulterende veldverandering kan opleveren. De overdracht geschiedt dus alleen naar rechts en beperkt zich tot één kern. In het overdrachtsproces spelen slechts drie kernen een rol zodat tegelijkertijd ook nog drie andere kernen met dezelfde verschuivingsimpuls mee kunnen doen b.v. kern 3 en 2 kernen van de volgende binaire eenheid. De tweede verschuivingsimpuls verschuift stand „1" van kern 2 naar kern 3, laat kern 2 in „0" achter en verandert niets aan de stand „0" van kern 1. Deze stand geeft de uiteindelijke stand van het geheugen weer. De derde verschuivingsimpuls geeft de informatie naar de volgende eenheid door. De eerste kern van de volgende eenheid komt in „1", terwijl de kernen 2 en 3 van de voorafgaande eenheid in de stand „0" komen. Deze stand komt overeen met de aangenomen begintoestand. Stond in de begintoestand kern 1 in „0" dan veranderen de verschuivingsimpulsen niets aan de toestand van de kernen en omdat de begintoestand van de andere kernen overeenkomt met „0" is het alsof de „0" wordt overgedragen. Zoals reeds in vergelijking (2) is afgeleid moet $N_1 > N_2$ zijn. In fig. 7 is een schakeling aangegeven met twee kernen per binaire eenheid. De tegenwerking wordt hier voorkomen door de shunt gelijkrichtcel over de wikkeling N_2. Verder werkt de schakeling als bij fig. 6 is aangegeven. De overdracht beperkt zich slechts tot twee kernen zodat tegelijkertijd de kernen 1 en 1′ door de verschuivingsstroom bekrachtigd kunnen worden.

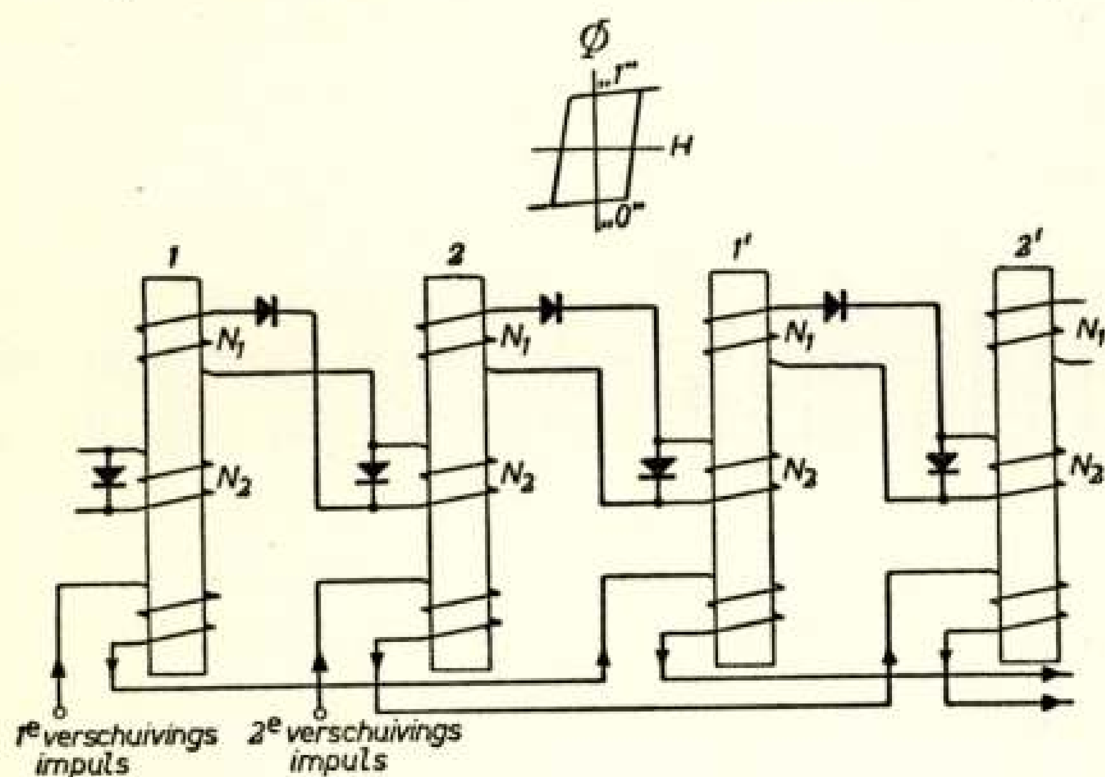


Fig. 7.
Schuivend register met 2 kernen per binaire eenheid.

Wordt de uitgang van het register aan de ingang gekoppeld dan kan de opgeslagen informatie een willekeurig aantal malen circuleren zonder dat zij verloren gaat. Het voordeel van het schuivend register is, dat de informatie door middel van handbediening in serievorm kan worden opgelegd terwijl zij snel parallel kan worden afgelezen. Ook is het mogelijk de informatie in parallelvorm aan te brengen en in serievorm af te

lezen en omgekeerd. Aangezien de tweede kern van een binaire eenheid de stand aangeeft kan elke tweede kern van een extra uitgangswikkeling voorzien worden, waarop de stand van het register in parallelvorm af te leiden is door middel van de tweede verschuivingsimpuls. Moet het register voorzien worden van informatie, welke in parallelvorm aanwezig is, dan kan deze informatie aan dezelfde ingangswikkeling gelegd worden, waarbij gezorgd moet worden, dat de omliggende kernen hierdoor niet beïnvloed worden. Dit kan b.v. door tegelijkertijd aan de omliggende kernen een negatieve verschuivingsimpuls te leggen.

Met deze schakeling is het mogelijk een aantal impulsen te tellen. Hiervoor wordt de eerste kern van het register in „1" gezet en de rest in „0", terwijl de verschuivingsimpulsen door de te tellen impulsen worden gestuurd. Na een bepaalde tijd geeft het kernnummer van het register dat nu een „1" bevat het aantal aangelegde impulsen aan.

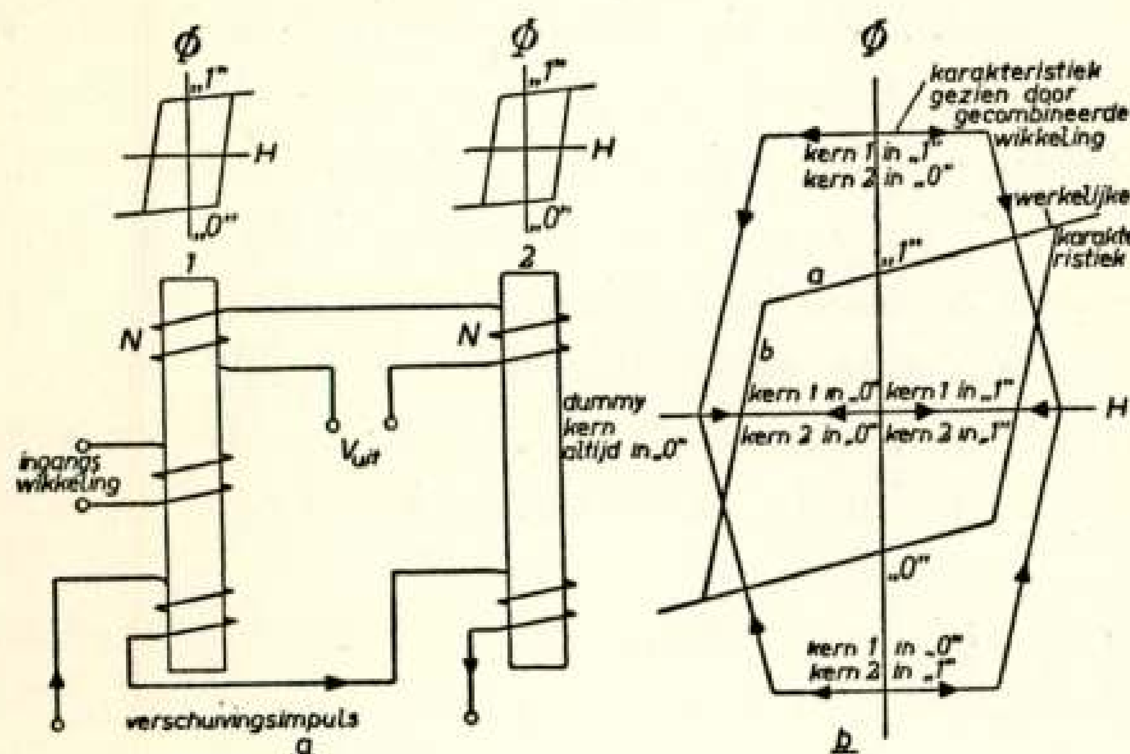


Fig. 8.
Balanceerschakeling voor materialen met slechte karakteristiek.

In het voorgaande is steeds aangenomen dat bij magnetiseren van een kern in dezelfde richting als de reeds aanwezige remanentie geen of practisch geen uitgangsspanning op een op de kern gelegde wikkeling geeft. Dit is alleen juist voor zeer goede materialen, waarvoor de verhouding van remanentie tot verzadiging ongeveer 0,95 is. Voor slechtere materialen bestaat er een mogelijkheid de niet gewenste uitgangsspanning uit te balanceren[4]).

Fig. 8a toont de schakeling bestaande uit twee kernen welke samen overeenkomen met één kern uit de voorafgaande schakelingen. Kern 1 bevat de informatie „1" of „0" en kern 2 is een dummy kern welke altijd in „0" blijft staan. Beide kernen worden tegelijkertijd door dezelfde negatieve verschuivingsimpuls doorlopen. Staat kern 1 in „0" dan ontstaan bij het aanleggen van de verschuivingsimpuls op beide gedeelten van de

gecombineerde uitgangswikkeling, welke hetzelfde aantal windingen hebben, even grote uitgangsspanningen, maar de wikkelingen zijn zodanig geschakeld dat deze uitgangsspanningen elkaar tegenwerken, zodat het resultaat is dat geen uitgangsspanning op de klemmen ontstaat. Stond daarentegen kern 1 in „1" dan ontstaat bij het aanleggen van de verschuivingsimpuls een spanning op de uitgangsklemmen, welke het verschil is van de spanning, ontstaan door het omklappen van de eerste kern van „1" naar „0" en de spanning van de dummy kern ontstaan door de fluxverandering „0"-verzadiging-„0". In fig. 8b is aangegeven de karakteristiek zoals deze door de uitgangswikkeling wordt gezien. Door de balancering is het gedeelte *a* van de karakteristiek volkomen horizontaal geworden, terwijl het gedeelte *b* een kleinere helling heeft gekregen. De karakteristiek voor de gecombineerde uitgangswikkeling is verkregen door voor elke waarde van de magnetisatie het verschil van de inducties van beide kernen te nemen. De pijlen geven de richting aan waarmee de karakteristiek wordt doorlopen. Zo wordt b.v. de negatieve *H*-as voor kern 1 in stand „0" en kern 2 in stand „0" bij een negatieve magnetiseringsimpuls doorlopen van rechts naar links en terug. In het hier beschouwde geval dat kern 1 in „1" of „0" staat en kern 2 altijd in „0", wordt alleen dat gedeelte van de karakteristiek gebruikt dat in het tweede kwadrant ligt.

Voor een ferroelectrisch materiaal met een rechthoekige karakteristiek is het grondprincipe van de geheugenschakeling in fig. 9c aangegeven [10]).

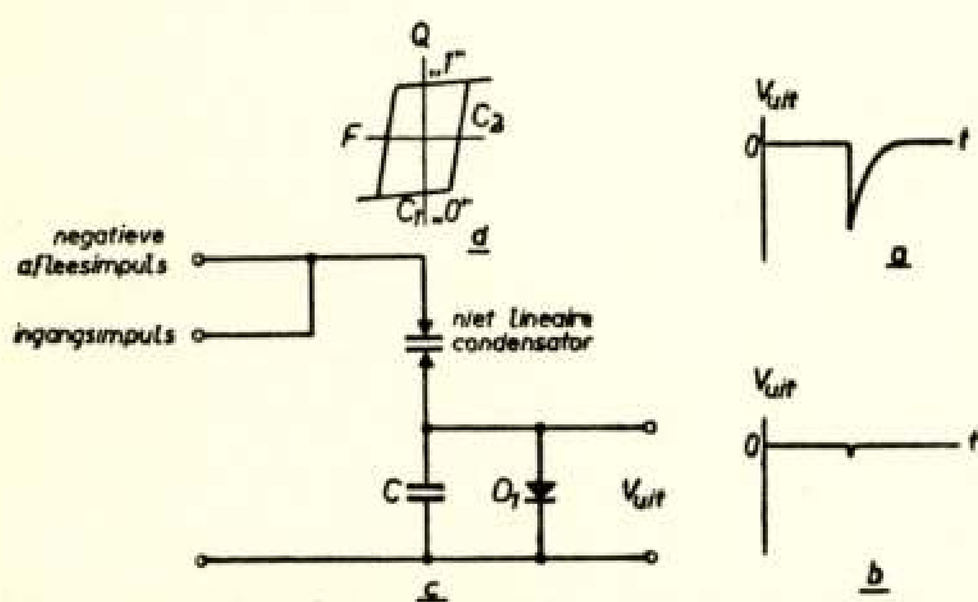


Fig. 9.
Grondprincipe van de diëlectrische geheugenschakeling.

Moet het niet lineaire element voorzien worden van de informatie „1" dan wordt op de ingangsimpulsklem een positieve spanning gebracht. De gelijkrichtcel D_1 sluit de condensator C kort zodat geen spanning op de uitgangsklemmen ontstaat.

Het opslaan van een „0" behoeft nooit te geschieden, omdat het diëlectricum altijd in „0" achterblijft na de negatieve afleesimpuls. Fig. 9a geeft

de ingangsspanning weer bij aflezen met een negatieve spanningsimpuls als de niet-lineaire condensator in „1" staat en fig. 9b als hij in „0" staat. De laatste uitgangsspanning is uiteraard ongewenst. De grootte van de lineaire condensator hangt af van de spanning welke hierover gewenst is bij de overgang van de stand „1" naar „0". Deze uitgangsspanning kan namelijk gebruikt worden om een volgende binaire eenheid te bekrachtigen of een gevoelige buis te sturen. Is de capaciteit van de niet-lineaire condensator in het steilste gedeelte C_2 en van het minder steile gedeelte C_1 dan is voor een bepaald materiaal in de in fig. 9d getekende gestyleerde karakteristiek

$$C_2 = p\,C_1 \tag{4}$$

waarin p de verhouding van de twee hellingen aangeeft. Moet een verhouding q van gewenste tot ongewenste uitgangsspanning bereikt worden dan geldt

$$V_{u\,„1"} = q\,V_{u\,„0"} \tag{5}$$

waarin $V_{u„1"}$ de uitgangsspanning op de lineaire condensator voorstelt bij volledig omklappen van het materiaal en $V_{u„0"}$ de ongewenste uitgangsspanning voorstelt, welke wordt veroorzaakt door het doorlopen van het traject „0" negatieve verzadiging en terug naar „0". Is nu het ingangssignaal V_i dan geldt

$$V_{u\,„1"} = V_i\,\frac{C_2}{C_2 + C} \quad \text{en} \quad V_{u\,„0"} = V_i\,\frac{C_1}{C_1 + C} \tag{6}$$

Hieruit volgt met (4) en (5)

$$\frac{V_{u\,„1"}}{V_{u\,„0"}} = q = \frac{C_2}{C_1}\cdot\frac{C_1 + C}{C_2 + C} = p\,\frac{C_1 + C}{pC_1 + C} \quad \text{en}$$

$$C = pC_1\frac{q-1}{p-q} = C_2\frac{q-1}{p-q}$$

$$V_{u\,„1"} = \frac{p-q}{p-1}\,V_i$$

Deze berekening geldt gedurende de tijd dat de eerste flank van de impuls wordt aangelegd. Zodra de flank doorlopen is, ontladen de lineaire condensatoren zich over de terugwaartse weerstand van de gelijkrichtcel. Deze ontlading moet afgelopen zijn, voordat de impuls voorbij is om zeker te zijn dat het dielectricum de halve lus van de karakteristiek doorloopt.

Aangezien bij capacitieve schakelingen de faze van de afge-

geven impulsen niet zoals bij magnetische schakelingen gemakkelijk om te keren is, moeten de twee na elkaar aangelegde verschuivingsimpulsen van verschillende polariteit zijn. Fig. 10 geeft een geheugenschakeling weer. Bevat het geheugen de informatie „0" dan staat element 1 in „0" en element 2 in „1". De twee verschuivingsimpulsen geven practisch geen uitgangsspanning op de uitgangsklemmen. Bevat het geheugen de informatie „1" dan staat element 1 in „1" en element 2 in „1". De eerste negatieve verschuivingsimpuls brengt element 1 naar „0" terwijl de uitgangsspanning over zijn lineaire condensator element 2 naar „0" brengt en tevens aan de uitgangsklemmen een negatieve spanning teweeg zou brengen, welke door de gelijkrichtcel wordt kortgesloten. De volgende positieve verschuivingsimpuls brengt element 2 naar „1", levert aan de uitgangsklemmen een positieve spanning en brengt element 1 weer naar „1" terug. De weerstanden R zijn opgenomen om de verschuivingsimpulsgeneratoren niet door de gelijkrichtcellen te laten kortsluiten.

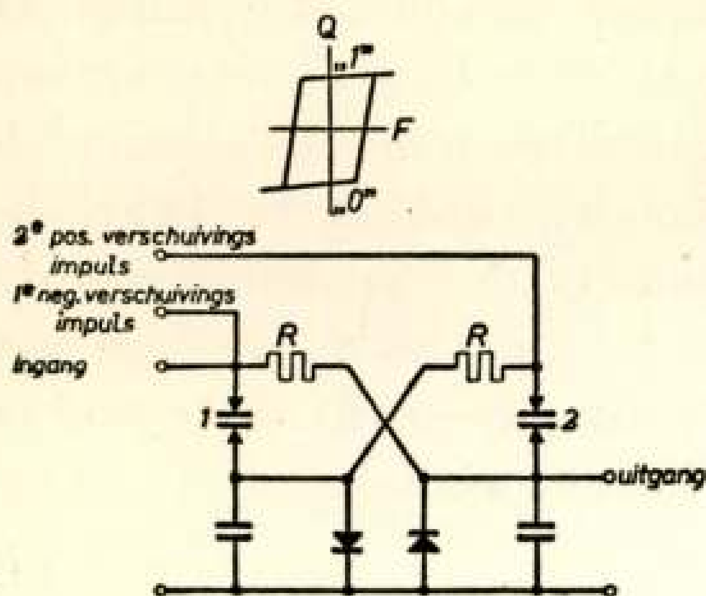


Fig. 10.
Diëlectrische geheugenschakeling

In fig. 11 is een schakeling gegeven voor een schuivend register. Is het register leeg dan staan alle even elementen in „1" en alle oneven in „0". Wordt op de ingangsklemmen de informatie „1" opgeslagen, dan verplaatst daarna de eerste negatieve verschuivingsimpuls het element 2 naar „0" en is de informatie „1" naar het volgende element overgedragen. Tegelijkertijd kan nu ook het element 1′ bekrachtigd worden. De tweede positieve verschuivingsimpuls draagt de informatie van element 2 naar 1′ over, zodat nu opnieuw kan worden opgeslagen. Per binaire eenheid zijn derhalve twee elementen nodig.

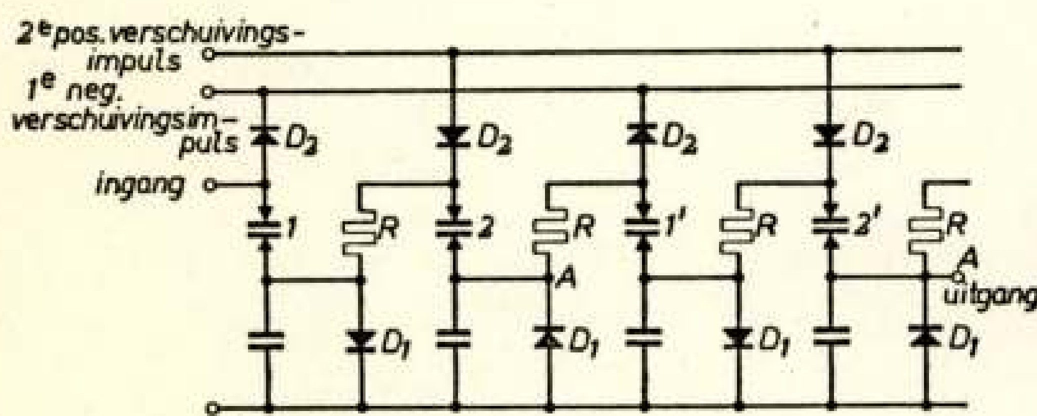


Fig. 11.
Diëlectrisch schuivend register.

Aan de uitgangsklemmen ontstaat de informatie in serievorm tegelijk met de tweede positieve verschuivingsimpuls. Op de punten A is de informatie van het register in parallel vorm af te nemen. Evenzo kan de informatie op de punten A in parallel vorm worden opgeslagen en op de uitgangsklemmen in serievorm worden afgenomen. De weerstanden R moeten groot zijn t.o.v. de doorlaatweerstand van de gelijkrichtcellen D_1 om te voorkomen dat de verschuivingsimpulsen van de even elementen op de oneven elementen komen en omgekeerd. De gelijkrichtcellen D_2 voorkomen de koppeling tussen de even of oneven elementen onderling.

Coincidentieschakelingen.

De laatste tijd[9]) wordt een ander principe van geheugenschakelingen toegepast, welke berust op het samenvallen van twee of meer signalen voor het doorlopen van een halve hysteresislus. Zo is in fig. 12a een schakeling voor binaire eenheden gegeven welke berust op de coincidentie van twee signalen. Wordt de bovenste horizontale lijn en de rechter verticale lijn bekrachtigd met een stroom $\frac{I_v}{2}$ overeenkomende met een magnetisatie $-\frac{H_v}{2}$ (zie fig. 12b) dan zal kern 3 in de toestand „0" overgaan. De kernen 1 en 4 krijgen de halve verzadigingsmagnetisatie en moeten in de uitgangstoestand blijven staan. Kern 2 krijgt geen enkele magnetisatie. Stond kern 3 in stand „1" dan wordt op de uitgangswikkeling een grote spanning geïnduceerd, terwijl de informatie verloren gaat. Door middel van een hulpapparaat moet de informatie even worden vastgehouden en later weer worden toegevoerd, b.v. door elk van de twee wikkelingen op kern 3 in tegengestelde richting met de halve verzadi-

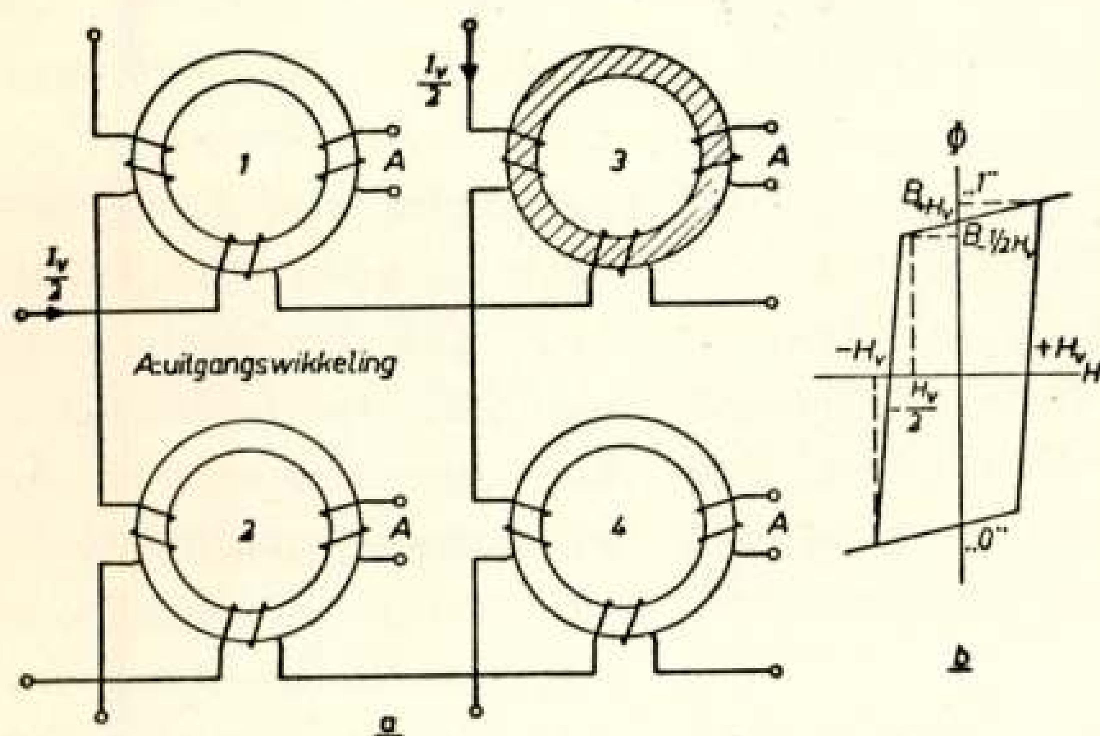


Fig. 12.
Coincidentieschakeling voor twee signalen en vier binaire eenheden.

gingswaarde te magnetiseren. De spanning welke op de uitgangswikkeling ontstaat, wanneer een kern in „1" staat en met de negatieve halve verzadigingswaarde wordt gemagnetiseerd, is ongewenst. Dit stelt hoge eisen aan het materiaal. Een maat hiervoor is de „rechthoekigheid" (squareness ratio)

$$R_S = \frac{B_{+H_v}}{B_{-{}^1/_2H_v}}$$

zoals in fig. 12b is aangegeven. Voor een ideaal materiaal is deze verhouding 1, terwijl zij voor goede materialen groter dan 0,7 moet zijn.

De uitgangswikkeling wordt meestal in serie aangebracht, waarbij de wikkelzin van kern tot kern tegengesteld is, zodat de niet gewenste signalen voor het gehele geheugen elkaar compenseren. De uitgangsspanning kan nu beide polariteiten hebben.

Fig. 13.
Twee tweevoudige coincidentieschakelingen met een maximale ontmagnetisatie van $\frac{1}{3} H_v$. De getallen bij de figuren geven het gedeelte van de verzadigingsmagnetisatie aan.

In fig. 13 zijn nog twee schakelingen gegeven voor een tweevoudige coincidentieschakeling. De maximale ontmagnetisatie bedraagt hier een derde van de verzadigingsmagnetisatie, zodat de eisen voor het materiaal wat minder kunnen zijn, dan voor het tweevoudig coincidentiesysteem. Op de kruispunten van de horizontale en verticale lijnen bevinden zich de kernen. Het nadeel van fig. 13a is dat alle lijnen bekrachtigd moeten worden en het nadeel van fig. 13b is dat alle kernen nog een gemeenschappelijke winding moeten hebben voor de magnetisatie van minus een derde gedeelte van de verzadigingsmagnetisatie. De kernen A zijn in beide figuren de kernen met

Fig. 14.
Drie dimensionale geheugenschakeling.

verzadigingsmagnetisatie. Fig 14 toont een stuk van driedimensionale geheugenschakeling[8]). Op de snijlijnen van de vlakken zijn de kernen als stippen voorgesteld. Het bekrachtigen van de kern A berust op de coincidentie van de magnetisaties $\frac{H_v}{2}$ op de lijnen in de vlakken Y_q en Z_r en de magnetisatie $-\frac{H_v}{2}$ op de lijnen in alle X vlakken behalve het vlak X_p. De maximale niet gewenste magnetisatie is hier $\frac{H_v}{2}$. Een andere manier van selecteren van een bepaalde kern kan zijn de halve positieve magnetisatie op drie vlakken en de halve negatieve magnetisatie op alle kernen.

Intussen is in het tweevoudig geheugen met halve magnetisatie-

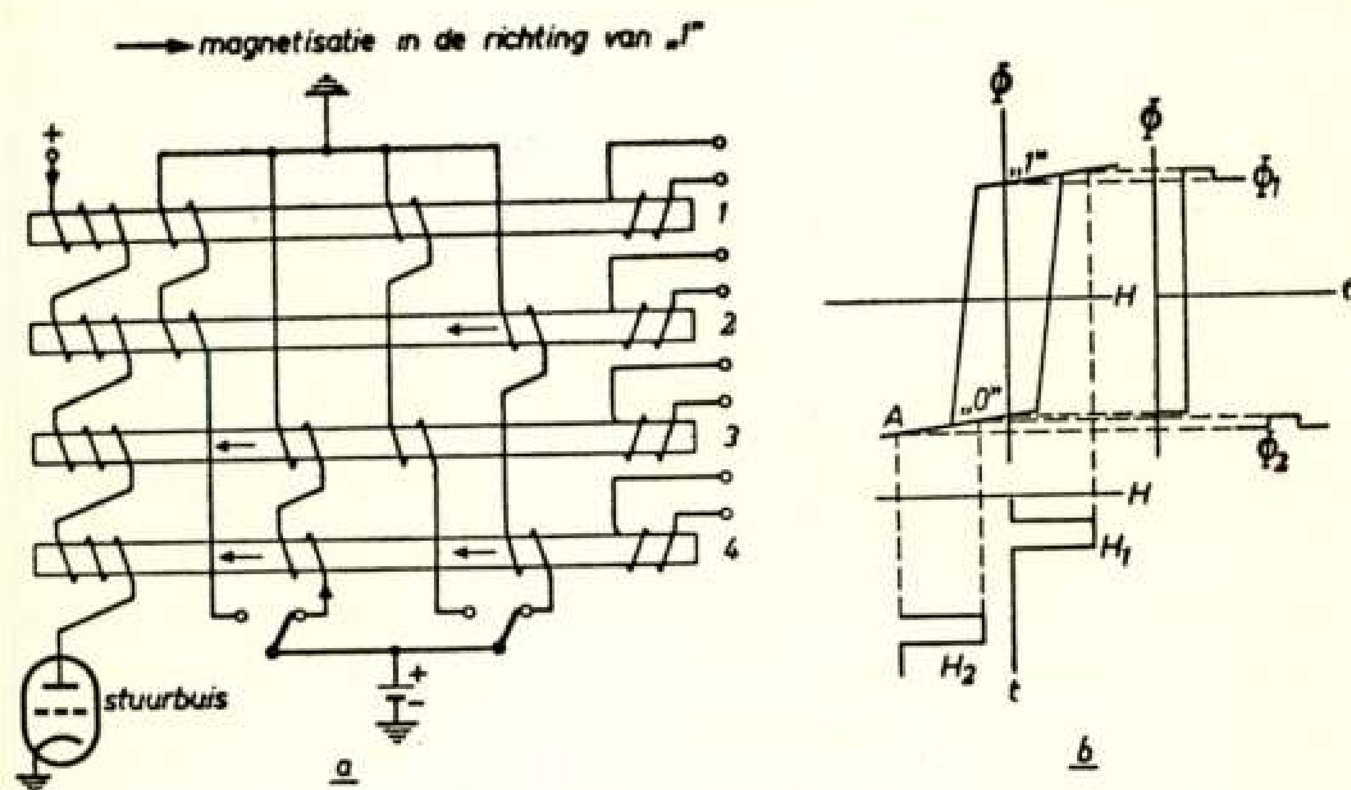


Fig. 15.
Magnetische vier-standen schakelaar met extra wikkeling voor de stuurbuis.

waarden het probleem van het kiezen van n^2 geheugenelementen teruggebracht tot het kiezen van 2 n lijnen. Dit betekent nog steeds een groot aantal stuursignalen, waarvoor veel energie vereist is. Het selecteren van de lijnen kan echter geschieden met magnetische schakelaars. Fig 15 geeft een magnetische vierstanden schakelaar welke bediend wordt met twee gewone schakelaars[5])[7]). De werking is in fig. 15b gedemonstreerd. De normale stand van de kernen is de „0" stand. In de aangegeven stand van de schakelaars krijgt kern 4 een tweemaal zo grote voormagnetisatie als de kernen 2 en 3, terwijl kern 1 geen voormagnetisatie krijgt. Voor de kernen 2 en 3 wordt dit voormag-

netisatiepunt voorgesteld door punt A. Het voormagnetisatiepunt voor kern 4 ligt meer naar links. Nu worden door de stuurbuis welke normaal afgeknepen is alle kernen van een impulsvormige magnetisatie voorzien tegengesteld aan de voormagnetisatie. Het gevolg is dat de fluxverandering voor kern 1 groot is en voor de overige kernen zeer klein. Dientengevolge ontstaat alleen op de secundaire wikkeling van kern 1 een uitgangsspanning, terwijl de uitgangsspanning op de andere kernen practisch nul is. Kern 1 gaat in stand „1" over. Deze kan weer in nul worden teruggebracht met een herstellingsimpuls, zodat alle kernen weer in de „0" stand terug komen. Het is ook mogelijk een magnetische schakelaar te maken zonder de extra wikkeling voor de sturing. In plaats van de schakelaars kunnen stuurbuizen gebruikt worden, welke of het ene of het andere stel wikkelingen bekrachtigen. Dit is voor een vier-standen schakelaar in fig. 16 aangegeven. Het aantal windingen voor het herstellen van de uitgangstoestand bedraagt $2N$ en dit is juist voldoende om alle kernen van „1" naar „0" te brengen. Bedraagt het aantal windingen van alle overige wikkelingen N dan blijkt uit de figuur dat alleen kern 2 voldoende magnetisatie krijgt om van „0" naar „1" te gaan. De kernen 3 en 4 krijgen geen magnetisatie, terwijl kern 1 een grote negatieve magnetisatie krijgt.

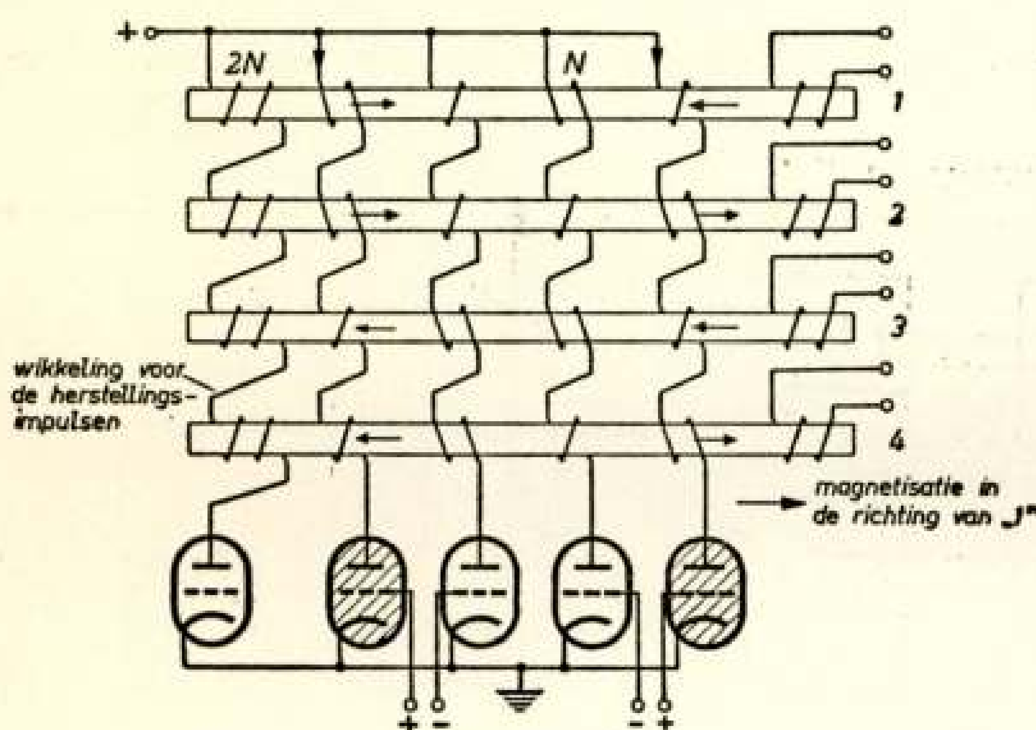


Fig. 16.
Magnetische vier-standen schakelaar, waarbij de stuurbuizen zelf de kern selecteren.

Is in het algemeen het aantal kanalen voor het kiezen van de kernen van de magnetische schakelaar K, dan is het aantal kernen (dus het aantal lijnen) $n = 2^K$. Is nu het benodigde aantal windingen voor het volledig omklappen NK, dan moet het aantal windingen dat de kernen naar „1" magnetiseert per kanaal om elke kern N zijn en het aantal windingen, dat de kernen naar „0" magnetiseert $N(K - 1)$ zijn. Het resultaat is dan dat één kern de magnetisatie NK in de richting van „1" krijgt en de rest de magnetisatie,

$$N(K - S) - NS(K - 1) = NK(1 - S) \quad S = 1, 2, \ldots K.$$

in de richting van „1" krijgt. Voor $S = 1$ krijgt de betreffende kern geen magnetisatie en voor $S = K$ een vrij grote magnetisatie in de richting van „0". Door deze schakeling gaat de stroomafname per buis een factor K naar beneden, vergeleken met de schakeling van fig. 15.

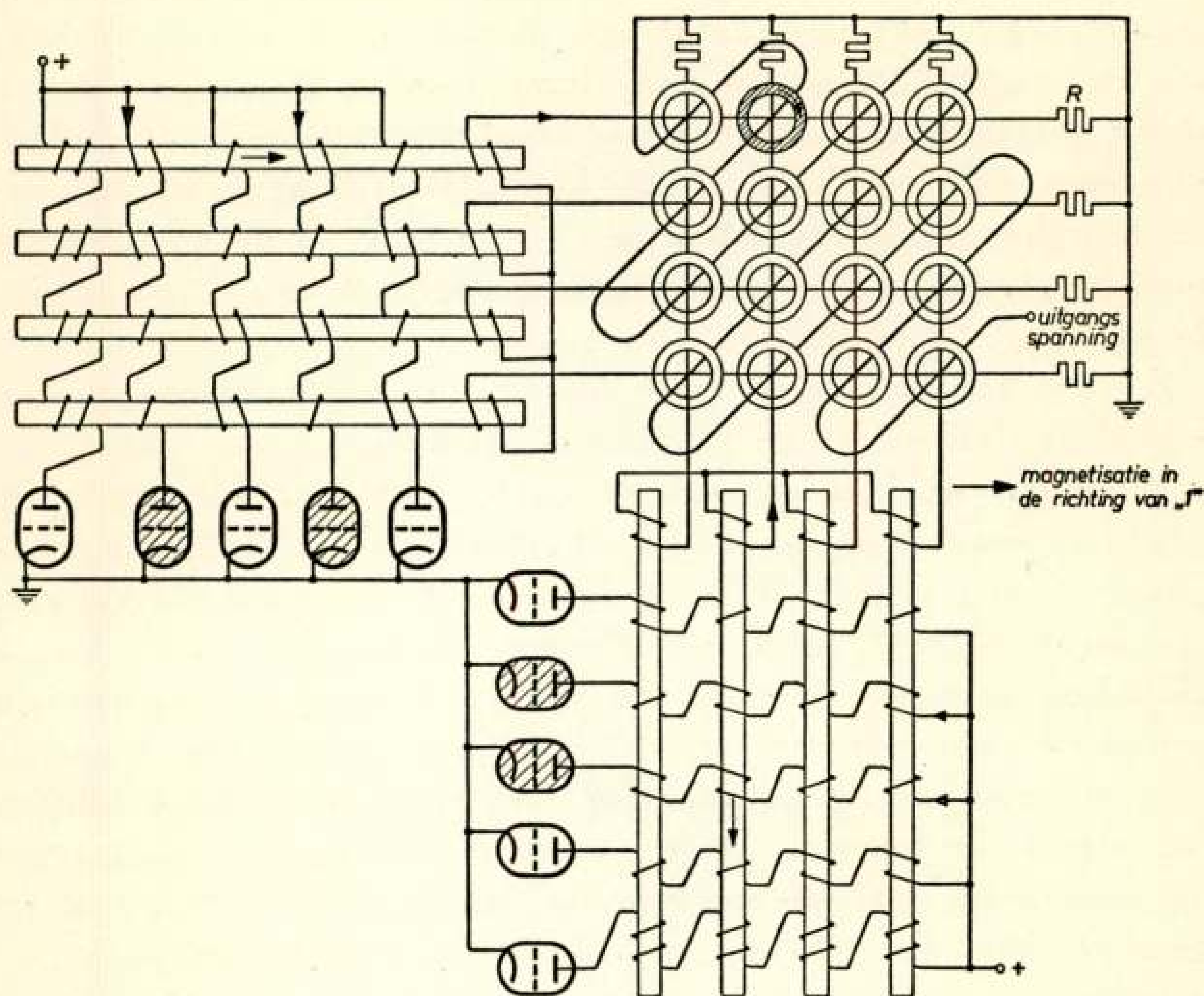


Fig. 17
Tweevoudig coincidentiegeheugen met bijbehorende magnetische schakelaars.

In fig. 17 is een tweevoudig coincidentiegeheugen weergegeven voor 16 kernen met de bijbehorende magnetische schakelaars[7]). Door arcering zijn de stroomvoerende buizen en de gekozen kern aangeduid. De uitgangswikkeling is hier in serie geschakeld, terwijl de wikkelzin per kern op de lijnen verandert. Voor de terugvoerleiding van de lijnen worden de andere niet bekrachtigde lijnen gebruikt, waardoor de weerstand en de zelfinductie van de terugvoerleiding vermindert. Dit is alleen toe te passen bij een groot aantal lijnen.

De werking van de schakeling is als volgt.

In de uitgangstoestand staan alle schakelaars in „0" en de kernen in „1" of „0". Moet een informatie worden opgeslagen dan worden de magnetische schakelaars tegelijk bekrachtigd,

zodat de uitgekozen kern naar „1" gaat. Moet een „1" worden opgeslagen dan worden in twee stappen de schakelaars door de herstellingsimpulsen na elkaar teruggezet en moet een „0" worden opgeslagen dan worden de beide schakelaars tegelijk teruggezet, waardoor de kern naar „0" gaat. De schakelaars staan nu ook in „0". Voor het aflezen worden de beide schakelaars weer tegelijk bekrachtigd. Wordt op de uitgangswikkeling een signaal gevonden dan stond de kern in „0" en worden in de volgende stap de twee schakelaars tegelijk bekrachtigd, waardoor de kern weer in „0" komt. Wordt geen signaal afgelezen dan stond de kern in „1" en worden de schakelaars door herstellingsimpulsen na elkaar teruggezet in „0", waardoor de kern in „1" blijft.

Zijn de kernen nog voorzien van een extra gemeenschappelijke wikkeling dan werkt de schakeling als volgt:

Voor het opslaan worden de beide schakelaars tegelijk bekrachtigd waardoor de gekozen kern in „1" komt. Beide schakelaars worden weer tegelijk teruggezet, maar als de kern in „1" moet blijven, wordt een sperrende impuls op de extra wikkeling gegeven en moet zij in „0" komen dan wordt de sperimpuls niet gegeven. Voor het aflezen worden beide schakelaars weer tegelijk bekrachtigd. Wordt geen signaal afgelezen dan stond de kern in „1" en worden beide schakelaars tegelijk teruggezet met de sperimpuls op de extra wikkeling en stond de kern in „0" dan gaan de beide schakelaars naar „0" terug zonder sperimpuls op de extra wikkeling. De sperimpuls voorkomt dus de demagnetisatie van de kern en kan in amplitude gelijk zijn aan de lijnstroom.

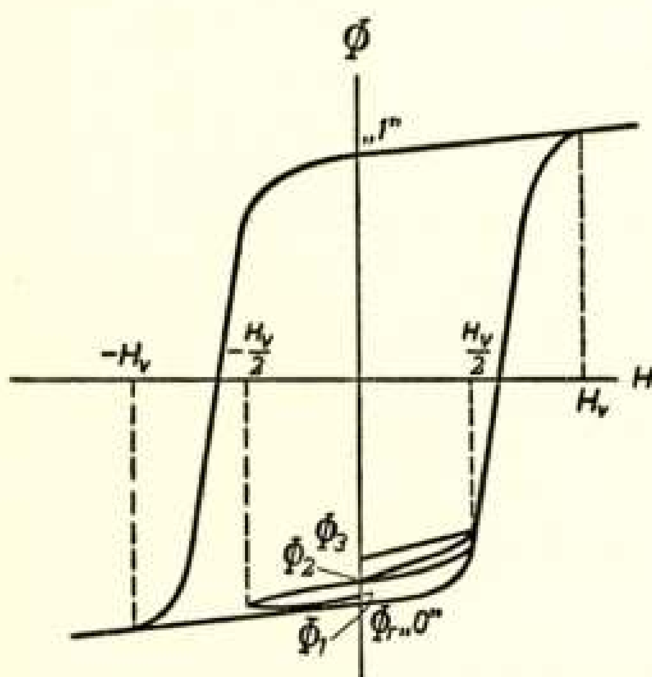


Fig. 18.
Invloed van de ontmagnetisatie op de remanentie.

Het eerste beschreven systeem heeft het voordeel weinig last te hebben van ontmagnetisatie van de niet geselecteerde kernen op de gekozen lijnen. De kernen worden eerst door de schakelaars met de halve verzadigingsmagnetisatie naar „1" gedreven, waarna de schakelaars worden teruggezet en de kernen de tegengestelde halve verzadigingswaarde krijgen. In fig. 18 verloopt de karakteristiek dan van Φ_r via Φ_2 naar Φ_1, terwijl Φ_1 practisch gelijk is aan Φ_r. Bij twee-

maal magnetiseren in dezelfde richting met de halve verzadigingswaarde zou de kern in Φ_3 komen, waardoor de afwijking van de remanentie al aanzienlijk zou zijn. Waarschijnlijk bereikt de remanentie na herhaaldelijk ontmagnetiseren met de halve verzadigingswaarde een asymptotische eindwaarde welke belangrijk lager ligt dan de oorspronkelijk remanentiewaarde. Het laatste beschreven systeem heeft dit bezwaar wel, hetgeen ondervangen kan worden, door na elke sperimpuls dezelfde impuls van tegengesteld polariteit te geven.

De ferroëlectrische coincidentie geheugens[6]) hebben het voordeel van de buitengewoon eenvoudige opstelling zoals fig. 19 laat zien. Op een plaat diëlectrisch materiaal worden de electrodes aan de onderzijde en aan de bovenzijde gekruist tegenover elkaar opgesteld, waardoor de horizontale en verticale lijnen elk uit één stuk electrodemateriaal bestaan. Zo bestaat het getekende geheugen uit 16 elementen. Aan de lijnen worden de halve verzadigingsspanningen gelegd, zodat slechts één condensator de volle verzadigingsspan-

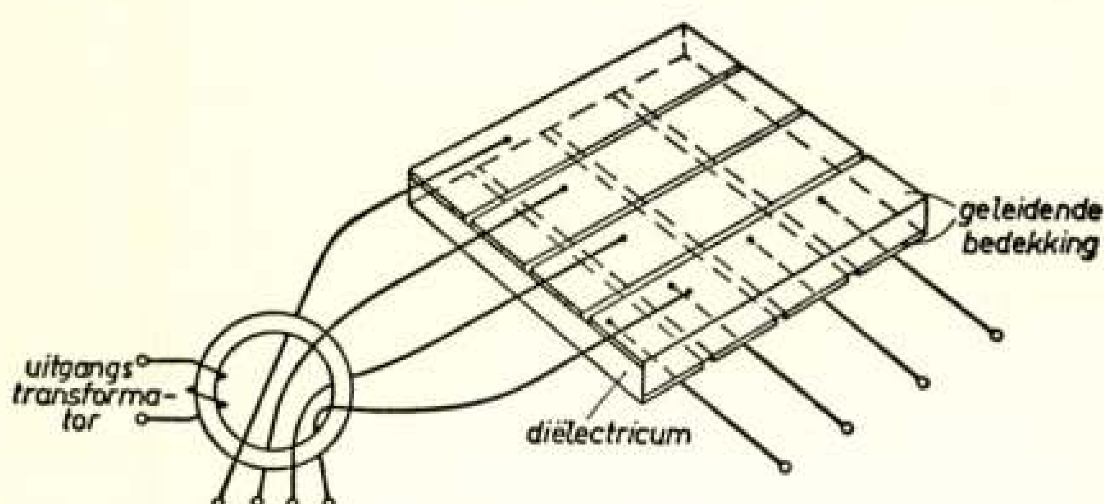


Fig. 19.
Ferroelectrisch tweevoudig coincidentiegeheugen met 16 elementen.

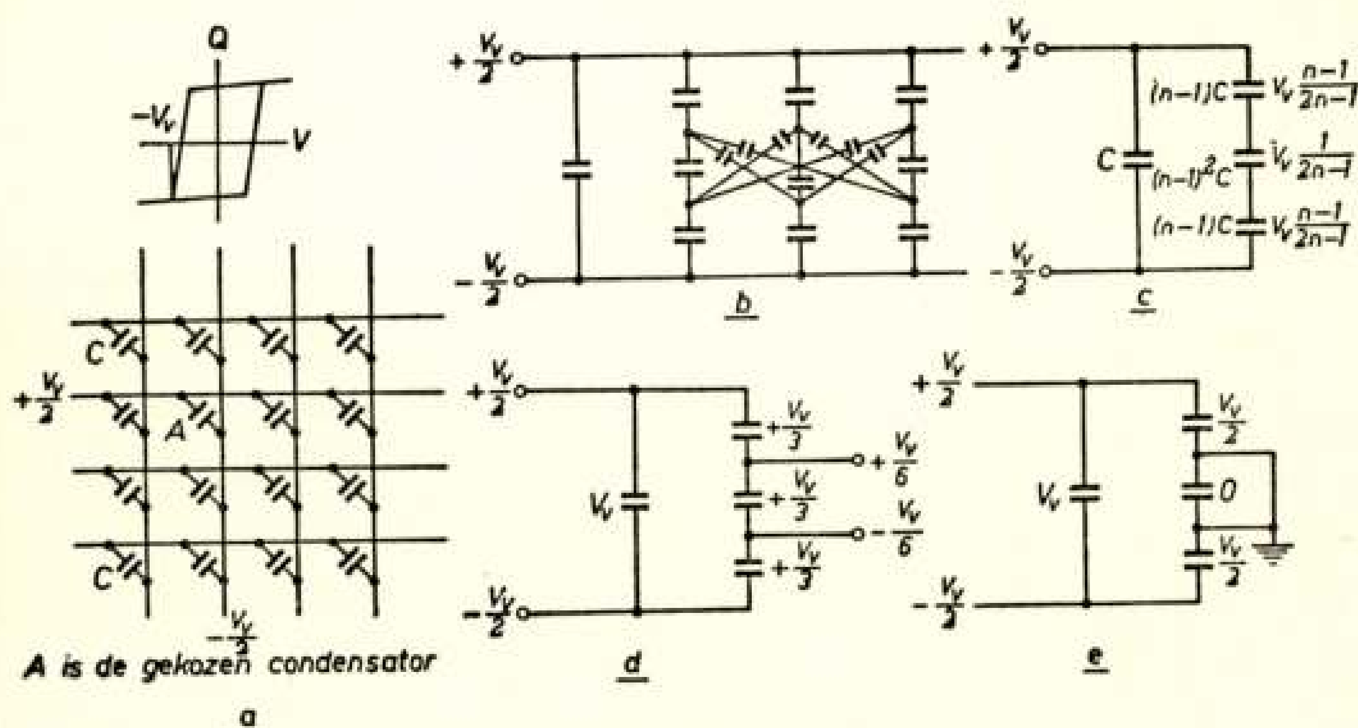


Fig. 20.
Vervangingsschema voor een tweevoudige coincidentieschakeling voor n^2 elementen, met een aantal mogelijk selectiesystemen.

ning krijgt. De ontstane stroomverandering wordt met een transformator afgelezen. Door de lijnen beurtelings van binnen naar buiten en van buiten naar binnen door de transformatorkern te steken, heffen de niet gewenste stroomveranderingen elkaar op en heeft de gewenste uitgangsspanning beide polariteiten.

Fig. 20a geeft de electrische schakeling van een stuk van een tweevoudige coincidentieschakeling met $2n$ lijnen. Alleen condensator A krijgt de volle spanning. Gezien vanuit de twee bekrachtigde lijnen stelt fig. 20b de vervangingsschakeling voor. Tussen de twee bekrachtigde lijnen bevinden zich behalve de gekozen condensator nog $n - 1$ maal een stel van drie in serie geschakelde condensatoren parallel en tussen alle niet bekrachtigde lijnen bevindt zich nog een condensator. Aangezien de niet gebruikte lijnen op dezelfe potentiaal staan, mogen voor de vervangingsschakeling deze lijnen worden doorverbonden, zodat het uiteindelijke vervangingsschema wordt zoals in fig. 20c is aangegeven, De grootste spanning komt op de onderste en op de bovenste condensator van de in serie geschakelde condensatoren en bedraagt voor 2×2 lijnen $\frac{V_v}{3}$ en voor een oneindig aantal lijnen $\frac{V_v}{2}$. Aarding van de niet gebruikte lijnen geeft als maximale spanning $\frac{V_v}{2}$ (fig. 20e) terwijl de maximale ongewenste spanning teruggebracht kan worden tot $\frac{V_v}{3}$ met de schakeling van fig. 20 d.

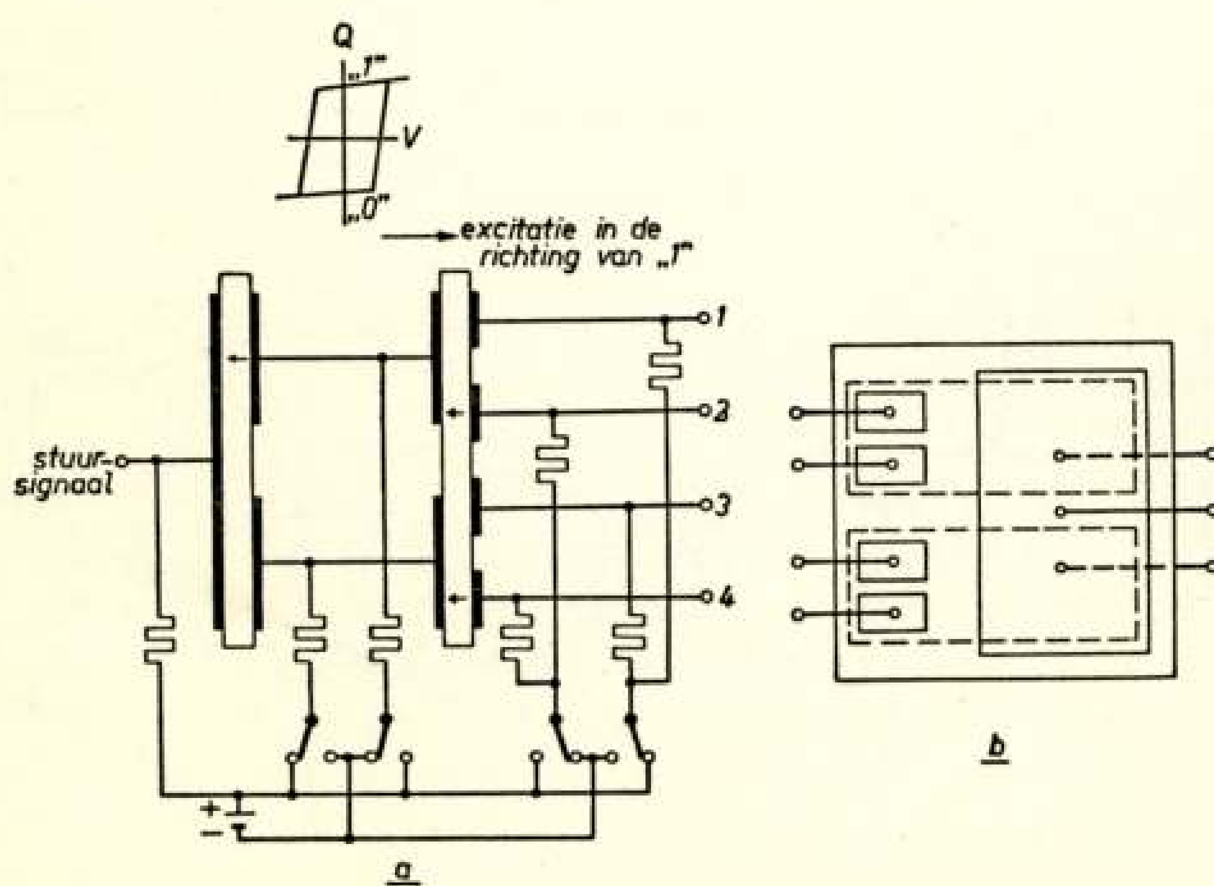


Fig. 21.
Diëlectrische vier-standen schakelaar.

In fig. 21 is een dielectrisch vierstanden schakelaar weergegeven. Na hetgeen reeds bij de magnetische schakelaar is gezegd is het duidelijk dat in de getekende stand de lijn 3 alleen het stuursignaal doorlaat.

In het oog springt de buiten-

gewoon eenvoudige opstelling zoals in fig. 21b is aangegeven.

Als magnetische materialen worden deltamax en ferroxcube gebruikt en als dielectrische materialen vooral bariumtitanaat in polykristallyne vorm of als eenkristal. Tot nog toe is de karakteristiek van het eenkristal ver superieur aan het polykristallyne materiaal. In tabel II zijn voor enige materialen de hysteresis verliezen per halve lus aangegeven

TABEL II.

materiaal	Hysteresisverlies per halve lus in Joules/m^3
bariumtitanaat eenkristal	5000
bariumtitanaat polykristallyn	15000
deltamax	23
silectron	302
ferroxube	20

Literatuur.

1. An Wang, Way Dong Woo: Static magnetic storage and delay line, Journal of Applied Physics 21 no 1 Jan. 1950 blz. 49.
2. An Wang: Magnetic triggers, Proceedings of the I.R.E. 38 no 6 June 1950 blz. 626.
3. M. K. Haynes: Magnetic cores as elements of digital computing systems. Technical Report No A S C I L/50/5166 28 Aug. 1950.
4. M. Fishman: A high speed shift register using magnetic binairies, Transducer corporation 1085 Commonwealth Avenue, Boston 15, Mass.
5. K. H. Olson: A magnetic matrix switch and its incorporation into a coincident-current memory. Digital computor laboratory, Massachusetts Institute of Technology Report R—211.
6. D. A. Buck: Ferroëlectrics for digital information storage and switching, Digital computor laboratory Massachusetts Institute of Technology Report R—212.
7. J. A. Rajchman: Static magnetic matrix memory switching circuits, R.C.A. Review vol. XIII, no 2, June, 1952 blz. 183.
8. J. W. Forrester: Digital information storage in three dimonsions using magnetic cores, Journal of Applied Physics vol. 22 no 1 Jan. 1951 blz. 44.
9. W. N. Papian: A coincident current magnetic memory cell for the storage of digital information. Proceedings the I.R.E. vol. 40 no 4 April 1952, blz. 475.
10. J. R. Andersen: Ferroëlectric storage elements for digital computers and switching systems. Electrical engineering vol. 71 nr 10, October 1952 blz. 916.

Magnetrons

door P. H. J. A. Kleijnen [1])

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 29 April 1953.

SUMMARY

A survey is given of the phenomena necessary for the understanding of the interaction between the electrons and the electromagnetic field in a magnetron. Special attention has been paid to a qualitative explanation of the mode spectrum of a rising sun system.

1) *Inleiding*.

Magnetrons worden gebruikt voor het opwekken van hoogfrequente trillingen, waarvan de golflengte tegenwoordig ligt in het gebied van enige mm tot ca 50 cm. Met moderne magnetrons kan men een grote actieradius verkrijgen doordat enerzijds de ontwikkeling van het z.g. cavitymagnetron het mogelijk heeft gemaakt het vermogen op te voeren tot een grootte orde van 1 MW en men anderzijds door de kleine golflengte de straling met betrekkelijk kleine antennes sterk kan bundelen. Daar de afmetingen van de magnetrons betrekkelijk klein zijn (van de orde van de golflengte) en het rendement van de orde 50% is, kunnen de magnetrons dergelijke grote vermogens niet continu, doch slechts pulserend afgeven, b.v. met 1000 impulsen van 1 μ sec per seconde.

Fig. 1 geeft een indruk van het maximale vermogen, dat men op het ogenblik bereikt heeft als functie van de golflengte. Ter oriëntering laten we nog enkele gegevens volgen betrekking hebbende op een 3 cm magnetron voor groot vermogen.

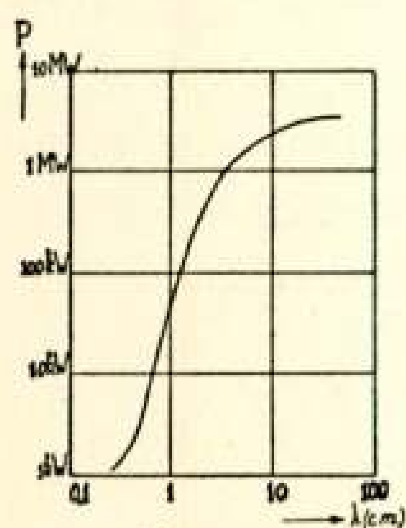


Fig. 1.

golflengte	$\lambda = 3$ cm
vermogen	$P = 1\ MW$
anodegelijkspanning	$V_a = 30\ kV$
anodestroom	$I_a = 70\ A$
rendement	$\eta = 50\%$
sterkte magneetveld	$B = 0{,}65\ \frac{Wb}{m^2}$.

[1]) Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven-Nederland.

De ontwikkeling van het magnetron is omstreeks 1920 begonnen met proeven van Hull over de eigenschappen van een cylindrische diode in een axiaal magnetisch veld. Naderhand werd de anode gespleten in segmenten, waartussen men negatieve weerstanden mat, zodat met een dergelijke buis oscillaties konden worden opgewekt.

Over de werkingswijze van de magnetrons bestond nogal verschil van mening. Deze werden hoofdzakelijk, zoals later bleek, veroorzaakt door het feit, dat afhankelijk van de omstandigheden (V_a, B) verschillende electronische mechanismen verantwoordelijk kunnen zijn voor het optreden van negatieve weerstanden. Een belangrijke bijdrage voor een juist begrip van de magnetrons is o.a. geleverd door Posthumus 1).

De magnetrons zijn eerst belangrijk geworden, toen omstreeks 1940 de Engelsen Randell en Boot en de Russen Aleksereff en Malearoff de aandacht vestigden op het z.g. cavity magnetron, dat een veel groter piekvermogen ontwikkelde dan de oudere typen.

Bij dit magnetron bevinden de resonatoren zich niet buiten de buis, doch in het vacuum in de directe omgeving van de cathode (fig. 2). De spanning kan daardoor veel hoger zijn en men heeft veel minder verliezen en kortere hoogfrequentverbindingen. In fig. 2 is een van de oudste uitvoeringsvormen geschetst n.l. een met acht resonatoren, waarbij het vermogen in de meest rechtse resonator met behulp van een koppellus coaxiaal wordt uitgevoerd. De werking berust erop, dat electronen die door de cathode K worden geëmitteerd in de de ruimte A in wisselwerking treden met het hoogfrequente electrische veld van de resonatoren R. Het magneetveld geeft de electronen een zodanige tangentiale snelheid, dat ze voortdurend in een electrischveld verkeren, waar ze energie afgeven. Het veld en de energie-uitwisseling in de wisselwerkingsruimte zullen we nu nader bekijken.

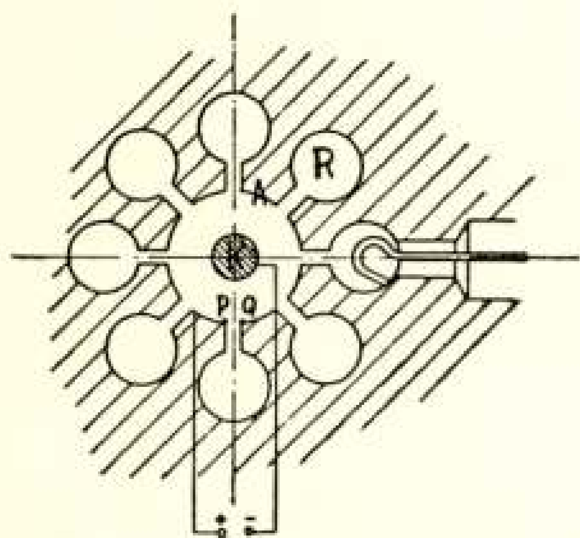


Fig. 2.

2. *Het resonantiesysteem.*

De acht resonatoren die in fig. 2 zijn geschetst, kan men opvatten als L-C kringen. De zelfinductie wordt hoofdzakelijk ge-

vormd door het cylindrische deel, de capaciteit door het spleetvormige deel. Tengevolge van het skineffect loopt de stroom slechts in een dunne oppervlakte laag met een dikte van orde 1 μ. Nemen we aan, dat alle resonatoren gelijk zijn en symmetrisch geplaatst, dan zijn er verschillende trillingswijzen of modes mogelijk elk met een eigen constant faseverschil tussen opeenvolgende trilholten. Deze faseverschuiving φ moet voor een stationaire toestand bij N trilholten uiteraard aan de eis voldoen dat $N\varphi = n \cdot 2\pi$, waarin n een geheel getal is. De koppeling van de trilholten is gedeeltelijk inductief tengevolge van krachtlijnen van de ene trilholte, die in de andere doordringen en gedeeltelijk capacitief tengevolge van de capaciteit tussen de cathode en de anode gedeelten tussen de trilholten. In fig. 3 zijn de fasen

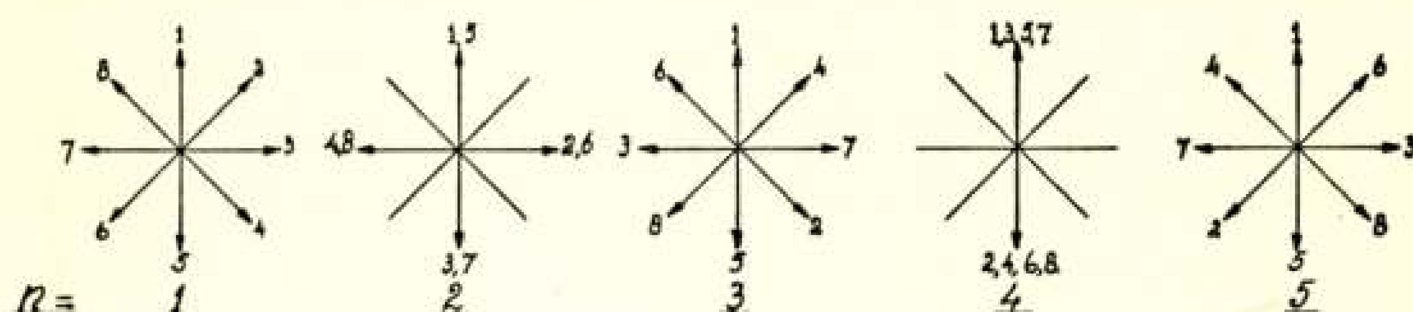


Fig. 3.

weergegeven van de acht trilholten voor verschillende waarden van het modegetal n. De trilholten zijn genummerd 1 t/m 8 en de pijl bij elk nummer geeft de fase van de corresponderende trilholte aan. In de eerste figuur $n = 1$ bedraagt de fasedraaiing bij rondgang langs alle trilholten 2π en het faseverschil tussen twee opeenvolgende is dus $\frac{\pi}{4}$. Bij $n = 2$ is dit tweemaal zo groot, bij $n = 3$ driemaal enz.

Bij $n = 4$ zijn naburige trilholten in tegenfase. Wij zien tevens dat er geen essentieel verschil is tussen de gevallen $n = 3$ en $n = 5$. De velden in de wisselwerkingsruimte zijn n.l. hetzelfde, alleen bij $n = 3$ draait het veld rechtsom, bij $n = 5$ linksom. Evenzo is er geen verschil in veldverdeling tussen $n = 2$ en $n = 6$ en tussen $n = 1$ en $n = 7$, Het geval $n = 9$ is weer identiek met $n = 1$ enz. Voegen we nog een $n = 0$ trillingswijze toe, waarbij alle resonatoren in dezelfde fase trillen, dan hebben we er totaal dus acht in overeenstemming met het aantal trilholten. Bij elk van deze trillingswijzen hoort een bepaalde eigenfrequentie, de frequentie waarmee het systeem vrij uittrilt, met dien verstande dat bij $n = 3$ en $n = 5$ enz. dezelfde eigenfrequentie hoort. In fig. 4 is de eigengolflengte uitgezet als funtie van

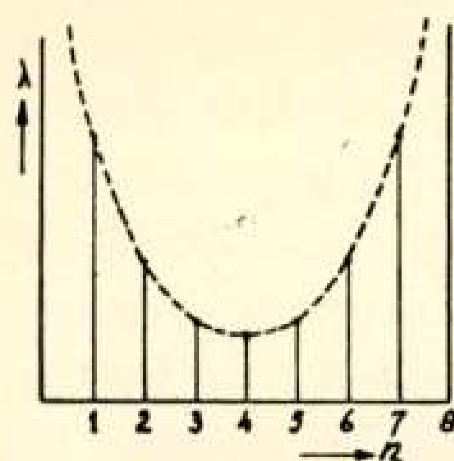


Fig. 4.

het modegetal n voor een systeem, waarin de capacitieve koppeling overweegt.

Dit z.g. modespectrum kan men als volgt berekenen. Bij een bepaalde n kijkt men vanuit de punten P en Q (fig. 2) achtereenvolgens in de wisselwerkingsruimte en in de resonator en stelt de impedanties die men ziet aan elkaar gelijk. De vergelijking die men aldus krijgt, geeft opgelost naar ω de eigenfrequentie voor de betreffende mode. Strikt genomen kan men bij deze hoge frequenties niet spreken van een impedantie P en Q, omdat de spanning van de integratieweg tussen deze punten afhangt. Kiest men echter voor de definitie van beide impedanties als integratieweg de rechte lijn PQ, dan maakt men een zeer geringe fout.

Om de impedantie van de wisselwerkingsruimte te berekenen lost men de golfvergelijking b.v. in $E\Theta$ (tangentiale veldsterkte) op voor deze ruimte met de volgende randvoorwaarden, $E\Theta$ is nul aan de cathode en evenzo langs de anode, behalve in de spleten van de resonatoren, waar $E\Theta$ constant genomen wordt met dezelfde amplitude voor alle spleten doch een constant faseverschil tussen opeenvolgende. Integratie van $E\Theta$ van P naar Q geeft dan de spanning en de H (magnetische veldsterkte die men uit E afleidt) geeft de stroom die bij P of Q door het oppervlak van het metaal loopt.

Volgens hetzelfde procédé lost men de golfvergelijking voor de resonator op en bepaalt de impedantie tussen P en Q kijkende in de resonator. Deze berekeningen zijn nogal ingewikkeld en weinig doorzichtig 2) en we zullen daarom een andere beschouwingswijze aangeven die een behoorlijk qualitatief inzicht geeft in het frequentiespectrum. We nemen aan, dat de koppeling alleen plaats heeft via de capaciteit C van de anodesectoren ten opzichte van de cathode en denken ons de resonatoren vervangen door kringen, met zelfinductie L_0 en capaciteit C_0. We krijgen dan een vervangingsschema volgens fig. 5 met acht secties met dien verstande dat begin en einde van de transmissielijn met elkaar worden verbonden. De eigenschappen van een dergelijke lijn kunnen volgens de bekende procédé's worden berekend 3).

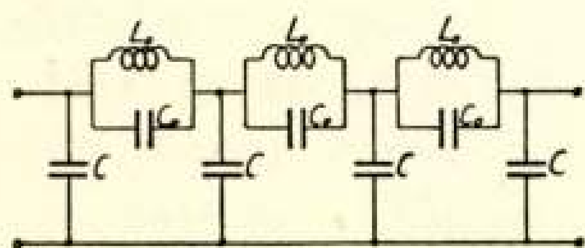


Fig 5.

Maar ook zonder berekening kan men wel het frequentiespectrum in grote trekken vastleggen. Voor het

beschouwen van de $n = 4$ mode vervangen we de koppelcapaciteit C door tweemaal $C/2$ parallel en krijgen dan het schema van fig. 6. Omdat naburige kringen bij deze mode in tegenfase zijn, loopt tussen A en B geen stroom en evenmin tussen C en D. Wij kunnen dus doorsneden aangebracht denken bij a en b en de eigenfrequentie wordt dus bepaald door L_0 met daaraan parallel $C_0 + C/4$.

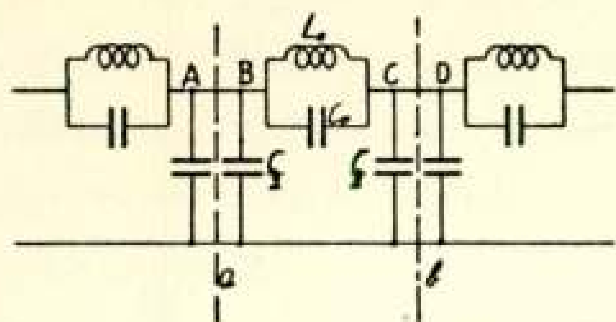


Fig. 6.

Bij de $n = 2$ mode is de faseverschuiving 2π over vier secties. We denken ons nu een naar links en een naar rechts lopende golf van deze mode, zodat we een staande golf krijgen, waarbij we nog de beide lopende golven ruimtelijk zo plaatsen, dat de punten E en F (zie fig. 7) dezelfde spanning hebben. Tussen E en F loopt dan geen stroom. Hetzelfde geldt voor G en H. Wij kunnen dus doorsneden c en d aangebracht denken en de eigenfrequentie wordt dus bepaald door L_0 met daaraan parallel $C_0 + C/2$. De eigen golflengte van de 2-mode is dus groter dan die van de 4-mode en beide zijn groter dan die van de kring $L_0 - C_0$ alleen. Dit verklaart de relatieve ligging van de $n = 2$ en $n = 4$ punten in fig. 4.

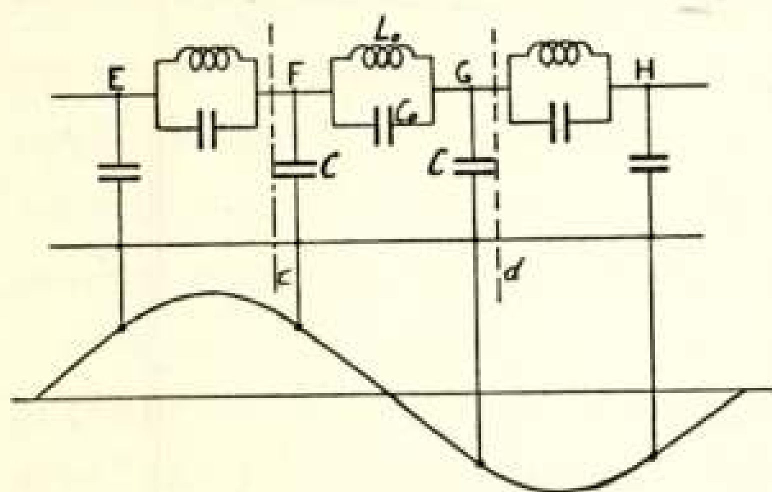


Fig. 7.

Voor de andere punten kunnen we inzien, dat met toenemende n de frequentie moet toenemen. Immers vergelijken we twee gevallen met gelijke stroomamplituden $|I_1| = |I_2|$ (fig. 8) doch verschillende n, dan betekent grotere n grotere faseverschuiving tussen I_1 en I_2, dus grotere I_3. Nu is grotere I_3 in overeenstemming met hogere frequentie als V_1 weinig verandert. Nu hoeft V_1 maar weinig te veranderen, omdat bij grotere n door de grotere faseverschuiving tussen a en b de spanning tussen a en b vrij sterk toeneemt en dit is in overeenstemming met de hogere frequentie en het inductieve karakter van de kring. Dat de kring inductief is, volgt uit het voorgaande waar we gezien hebben dat de eigenfrequentie van de kring hoger is dan die van de verschillende modes.

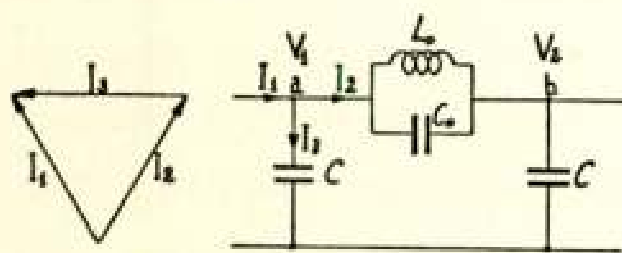


Fig. 8.

Wij zien in fig. 4, dat het frequentieverschil tussen de 3- en 4-mode betrekkelijk gering is, een ongelukkige omstandigheid, omdat men bij voorkeur het magnetron in de 4-mode, ook wel genoemd π-mode wegens het faseverschil π tussen opeenvolgende trilholten, laat oscilleren. Storingen door aanslaan van naburige modes treden dan gemakkelijk op. Daar komt nog bij, dat tengevolge van de koppeling door wederzijdse inductie van de trilholten het mode spectrum nog veel ongunstiger is dan in fig. 4 is geschetst. Inplaats van de kromme *a* (fig. 9) vindt men dikwijls *b* en soms zelfs omkering van het frequentieverloop (kromme *c*).

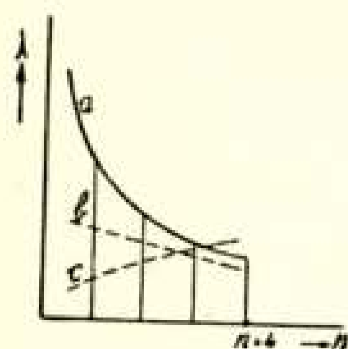


Fig. 9.

De middelen die men heeft om de scheiding tussen de π-mode en de naburige modes te verbeteren bestaan uit het z.g. strappen en het toepassen van het z.g. rising-sun systeem.

Bij het strappen verbindt men de anodesectoren om de andere door een goed geleidende metalen band (zie fig. 10). Voor zover men bij deze hoge frequenties van capaciteit kan spreken, verhogen de straps de capaciteit van de resonatoren, omdat ze een capaciteit geven parallel aan die van de anodespleten. De grootte van deze capaciteit hangt echter van het modegetal af, omdat met de faseverschuiving tussen naburige trilholten ook de ladingsverdeling op de straps verandert. De strapcapaciteit is het grootste voor de π-mode en in een systeem waar de wederzijdse inductiekoppeling belangrijk is. kunnen we dus verwachten, dat door het strappen een mode spectrum volgens *a* in fig. 11 overgaat in *b*.

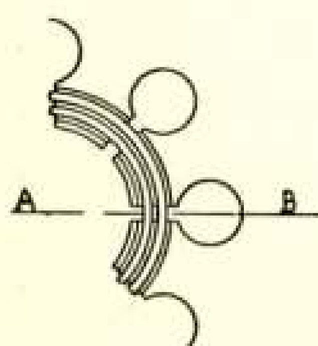




Fig. 10.

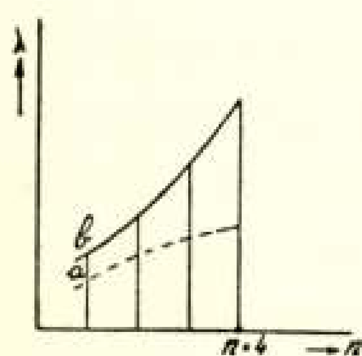


Fig. 11.

De modescheiding volgens het rising sun systeem, genoemd naar een uitvoeringsvorm van het anodeblok geschetst in fig. 12, berust op een ander beginsel. Bij dit systeem hebben we langs de anode afwisselend grotere en kleinere trilholten met verschillende eigenfrequenties. Deze kan men weer berekenen door aan de ingang van een anodespleet de resonator impedantie gelijk te stellen aan de impedantie van de wisselwerkingsruimte. Ook deze berekening 4) zullen we hier niet weergeven maar ons

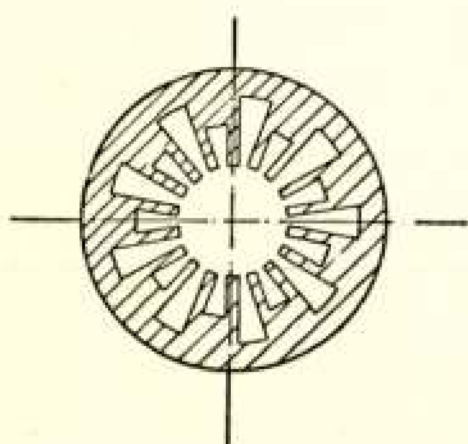


Fig. 12.

beperken tot een qualitatieve beschouwing van het modespectrum.

Wij nemen weer aan, dat de koppeling hoofdzakelijk capacitief is en vervangen de resonatoren weer door *L-C* kringen waarvan we aannemen, dat alleen de zelfinducties om de ander verschillend zijn, zodat we het vervangingsschema van fig. 13 krijgen. Als $L_2 = L_1$ krijgen we het mode spectrum van fig. 4 en we kunnen ons afvragen, wat er gebeurt als we L_2 nu laten toenemen. In het algemeen zullen door de grotere zelfinducties de eigenfrequenties dan wel toenemen, alleen met de $n = 2$ mode is er iets bijzonders aan de hand. Evenals in fig. 7 kunnen we immers weer een staande golf opbouwen uit twee in tegengestelde richting lopende golven, maar als L_1 niet gelijk is aan L_2, kunnen we nog twee verschillende mogelijkheden onderscheiden weergegeven in 13 b en c. In het eerste geval staat er alleen spanning op de sectie *BC* en de eigenfrequentie is bepaald door L_2 met daaraan parallel $C_1 + C/2$, in het tweede geval staat er alleen spanning op de secties die L_1 bevatten en de eigenfrequentie wordt dus bepaald door L_1 met daaraan parallel $C_1 + C/2$. Wij zien dus, dat door L_2 groter te maken dan L_1 de $n = 2$ mode er een nieuwe grotere eigenfrequentie bijgekregen heeft.

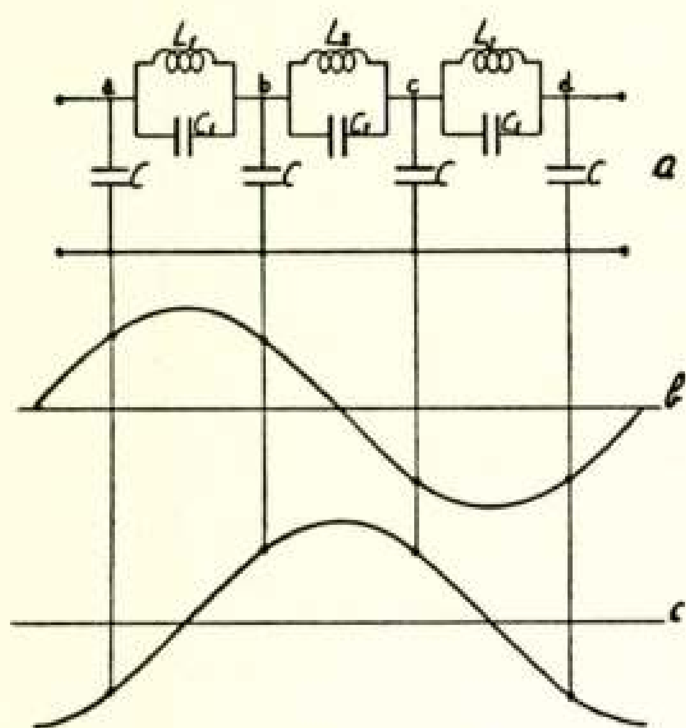


Fig. 13.

De oorspronkelijke golflengtekromme *a* (zie fig. 14) behorende bij $L_1 = L_2$ gaat hierdoor bij iets grotere L_2 over in de kromme *b* die een nog slechtere scheiding geeft tussen de π mode en zijn buren. Laat men L_2 echter verder toenemen, dan wordt deze scheiding, zoals kromme *c* laat zien, vrij groot. De gewenste scheiding in golflengte van 5 à 10% kan door de trilholten op een geschikte wijze te dimensioneren gemakkelijk worden bereikt.

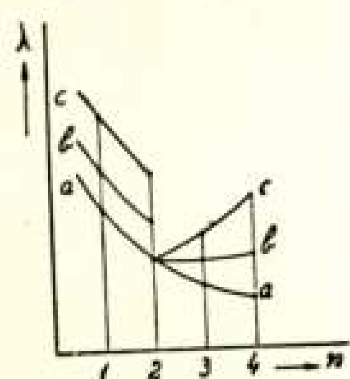


Fig. 14.

Het rising sun systeem is vooral belangrijk voor het maken van magnetrons voor kleine golflengten. De straps zouden dan zo klein zijn, dat men uit mechanisch oogpunt in moeilijkheden geraakt. Voor straps ligt de grens bij een golflengte van ongeveer 3 cm, terwijl men met het rising sun principe tot 3 mm gekomen is. Het aantal trilholten ligt meestal tussen 18 en 38.

Het resonatorsysteem wordt gemaakt door een stalen stempel met een doorsnede volgens fig. 12. bij kamertemperatuur of bij hogere temperatuur in een blok koper te drukken. Ter oriëntering geven we in onderstaande tabel de afmetingen voor een 3 cm anode blok met 18 trilholten volgens fig. 12.

Diameter anodegat	11 mm
Diameter cirkel kleine trilholten	20 mm
„ „ grote „	25 mm
Anode hoogte „	20 mm

Wij keren nu terug tot het blok met acht gelijke trilholten en bekijken het veld in de wisselwerkingsruimte iets nader. In de eerste plaats merken we op, dat we door de constante faseverschuiving tussen opeenvolgende trilholten van rondlopende golven kunnen spreken. Deze hebben voor verschillende modes verschillende snelheid. Nemen we b.v. de $n = 1$ mode dan is de faseverschuiving tussen opeenvolgende resonatoren $2\pi/8$; dit wil zeggen, dat men $1/8$ periode later onder de naburige resonator hetzelfde veld terugvindt. In een volle periode loopt het veld dus éénmaal rond. Voor de $n = 2$ mode is de faseverschuiving $2\pi/4$ en in een volle periode legt het veld dus slechts de helft van de omtrek af. Hieruit volgt, dat de omlooptijd van de golf evenredig is met $n\lambda$. Dit wil niet zeggen, dat we kunnen denken aan een al of niet sinusvormige veldverdeling die met een constante snelheid, die evenredig is met $1/n\lambda$, rondloopt. De zaak is gecompliceerder. Bekijken we b.v. de tangentiale component $E\Theta$ van de electrische veldsterkte vlak langs de anode in de $n = 1$ mode. In de spleten is $E\Theta$ vrijwel constant van amplitude, maar de fase verloopt per spleet met $2\pi/8$. Tussen de spleten langs het anodemetaal is $E\Theta = 0$ zodat we voor $E\Theta$ als functie van Θ iets krijgen als in fig. 15 is geschetst. De cijfers zijn geplaatst bij het midden van opeenvolgende spleten. Als de tijd toeneemt, gaat de hoogte van de rechthoekjes periodiek op en neer op een wijze, die verkregen wordt door de getekende sinuslijn met een bij de $n = 1$ mode passende snelheid te laten lopen en daarbij in contact te laten met het midden van de segmenten a. Hieruit volgt dat het veld periodiek van vorm verandert, maar om de achtste periode n.l. als de sinus over $2\pi/8$ verschoven is, vinden we hetzelfde veld

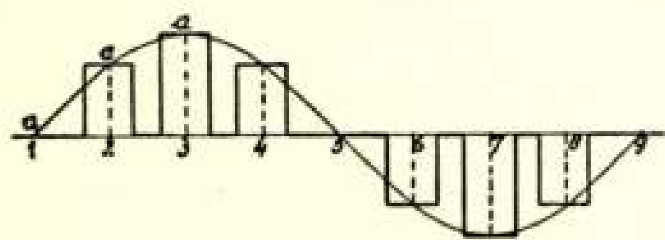


Fig. 15.

terug. Dit periodiek veranderend veld kan men met de Fourier-analyse ontleden en men vindt dan de z.g. Hartree harmonischen. Er zijn er die naar links en weer andere met andere golflengten die naar rechts lopen, maar de golflengte is evenredig met de snelheid zodat de frequentie voor alle dezelfde is. Ook hoeft de verhouding tussen de golflengten van de grondgolf en de harmonischen geen geheel getal te zijn. Zo vindt men b.v. bij $n = 1$ rechts omlopende golven met een golflengteverhouding $1 : 1/9 : 1/17 :$ enz, en links omlopende golven met een golflengteverhouding $1/7 : 1/15 : 1/23 :$ enz. Voor $n = 4$ zijn deze reeksen resp. $1 : 3 : 5 : 7 :$ enz. en $1 : 3 : 5 : 7 :$ enz. Deze zijn gelijk omdat men in de 4-mode geen onderscheid kan maken tussen een lopende en een staande golf.

Verwijdert men zich van de anode dan vindt men een meer afgeronde verdeling dan in fig. 15 is aangegeven. Dit wil zeggen, dat in de buurt van de cathode de hogere harmonischen relatief een kleinere amplitude hebben.

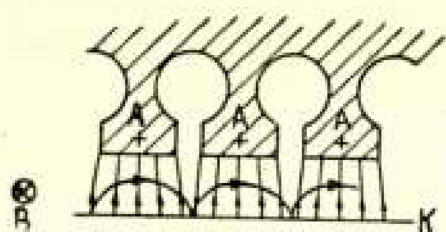
De Hartree harmonischen zijn van belang omdat ze een omloopsnelheid kunnen hebben, die dicht ligt bij de snelheid van de golf die men versterken wil. Naast de gewenste mode kan dan ook de mode horende bij de harmonische worden aangestoten hetgeen aanleiding geeft tot ernstige storingen.

In het voorgaande hebben we aangenomen, dat het veld niet verandert in de richting van de as van het anodeblok. Beschouwen we het blok als een stuk golfpijp met de gecompliceerde dwarsdoorsnede van fig. 2, dan is het duidelijk dat er bij alle boven beschreven modes nog verschillende trillingswijzen mogelijk zijn. Het veld kan nog periodiek langs de as veranderen met een of meer golflengten die bepaald worden door de wijze van afsluiten van het blok aan de einden. Ook deze z.g. axiale modes kunnen onder omstandigheden aanleiding geven tot ernstige storingen.

3. *De wisselwerking tussen electronen en het veld.*

In de ruimte tussen de cathode en de anode heeft er een energetische wisselwerking plaats tussen de electronen en het electrische veld. Deze is van dien aard, dat de electronen meer energie aan het veld afgeven dan zij er uit opnemen waardoor eventueel aanwezige oscillaties worden versterkt.

Om dit verschijnsel te verklaren beschouwen we eerst het in fig. 16 geschetste geval waarbij er geen wisselspanning op de


Fig. 16.

resonatoren staat. Alle anodesectoren hebben dan dezelfde positieve spanning ten opzichte van de cathode *K* die overvloedig electronen emitteert. Het electrische veld is dan practisch homogeen en bij aanwezigheid van een magnetisch veld *B* loodrecht op het vlak van tekening beschrijven de electronen de geschetste op cycloïden lijkende banen. Deze banen zijn hetzelfde voor alle electronen onafhankelijk van het punt op de cathode waar ze zijn vertrokken. De electronen nemen op hun weg naar de anode toe energie op maar geven deze na het passeren van het omkeerpunt weer volledig af, zodat ze weer zonder snelheid aan de cathode aankomen.

Staat er daarentegen wisselspanning op de resonatoren, dan zijn de anodesectoren afwisselend meer en minder positief en we krijgen een veldverdeling, die op een bepaald ogenblik eruit kan zien als in fig. 17 is geschetst. De pijlen in de krachtlijnen geven de richting van de electrische kracht op electronen aan. Als we nu electronen vergelijken die zich bij deze veldverdeling in de zonen *A* en *B* bevinden, dan zien we dat de electronen bij *A* door het veld worden vertraagd, omdat de electrische kracht een component heeft tegengesteld gericht aan de snelheid. Bij *B* daarentegen verhoogt het electrische veld de electronensnelheid. Het resultaat is dan ook, dat een electron dat in de zone *A* heeft gelopen de cathode niet meer kan bereiken, maar ter plaatse *P* een snelheid nul heeft. De electronen van zone *B* daarentegen hebben extra snelheid gewonnen en schieten met een behoorlijke snelheid in de cathode. De energie die het ene electron opneemt is ongeveer gelijk aan die het andere afgeeft en er blijft tot nu toe weinig over voor de versterking van het veld. Het electron *a* echter start in *P* opnieuw en doorloopt weer een cyclus, waarbij het in het gelijkstroomveld energie opneemt en deze weer afgeeft aan het hoogfrequent veld. Wij moeten er hierbij aan denken dat tegen de tijd dat het electron *a* in zone *B* komt ook het hoogfrequente veld van teken is omgekeerd, zodat het daar dan hetzelfde veld aantreft als eerst in *A*. Electronen van het type *a* zetten op deze wijze in een aantal lusvormige bewegingen gelijkstroomenergie om in hoogfrequente-energie en komen met berekkelijk kleine snelheid op de

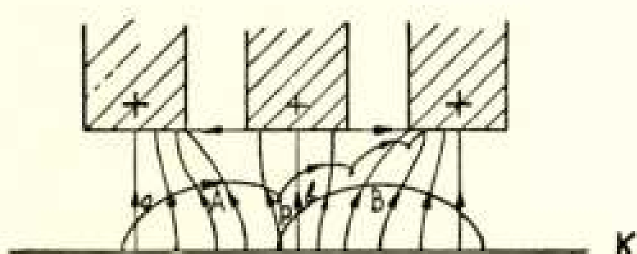


Fig. 17.

anode aan. Die van het type *b* nemen in de eerste lus energie op, maar worden dan ook meteen uitgeschakeld.

Hierdoor wordt het hoge electronische rendement van het magnetron verklaard. Van de gelijkstroomenergie eV gaat immers alleen verloren de kleine energie waarmee de electronen op de anode aankomen en de energie die electronen van het type *b* aan de cathode afgeven, die hierdoor extra wordt verwarmd.

Als wij de electronenbeweging van het type *a* nader onderzoeken, dan blijkt dat electronen, die iets voor zijn op het electron dat maximale energie afgeeft, een kleinere gemiddelde tangentiale snelheid krijgen. Electronen die achter zijn krijgen een grotere snelheid zodat er een „bunching" van de electronen optreedt rondom de electronen die maximale energie afgeven, hetgeen de energie-uitwisseling ten goede komt.

Uit het voorgaande is het duidelijk, dat de gemiddelde tangentiale snelheid van de electronen gelijk moet zijn aan de snelheid van het veld. Verder zijn er op een bepaald ogenblik zones op de cathode die *a* electronen en zones die *b* electronen geven. Deze zones worden bepaald door het veld en lopen dus met dezelfde snelheid als het veld rondom de cathode. De *a* electronen veroorzaken een veel grotere ruimtelading dan de *b* electronen die maar even in cathode-anoderuimte komen en we kunnen in deze ruimte dus een aantal ruimteladingsspaken verwachten. Uit Fig. 17 volgt, dat we één spaak per golflengte van het veld in de wisselwerkingsruimte krijgen. De $n = 1$ mode geeft dus één spaak, de $n = 2$ mode twee enz.

Als de electronenbeweging in het veld bekend is, kan men daaruit de vorm en de ladingsverdeling in de spaken bepalen. We zullen dit illustreren met behulp van de bekende roterende tuinsproeier of de zon uit de vuurwerkindustrie. Deze apparaten hebben roterende armen *a* (fig. 18) die aan hun omtrek tangentiaal wegvliegende deeltjes loslaten, die een rechtlijnige eenparige beweging hebben. Wat men ziet, is echter een spiraalbaan $A\,B'\,C'\,D'$ die verkregen wordt door de baanlengten BB', CC enz. evenredig te nemen met de vliegtijd van de deeltjes, dus evenredig met de hoek waarover de arm *a* sedert hun vertrek gedraaid is. Men kan de baan dus verkrijgen door de rechtlijnige beweging van het deeltje te projecteren op een vlak dat met de arm meedraait.

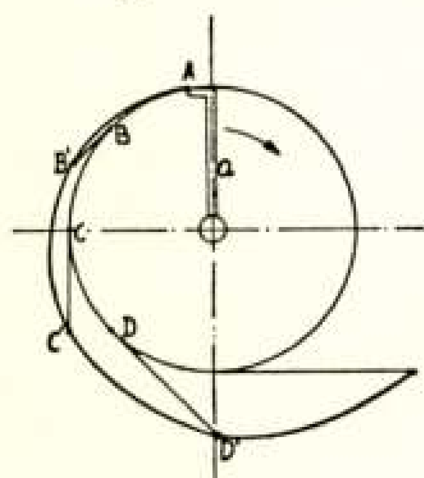


Fig. 18.

Passen we dit procédé toe op de electronenbanen uit fig. 17

d.w.z. projecteren we de baan op een vlak, dat met het veld meedraait, dan vinden we b.v. voor de $n = 4$ mode een spakenpatroon zoals in fig. 19 is geschetst. De pijl geeft de draairichting van het spakenwiel aan.

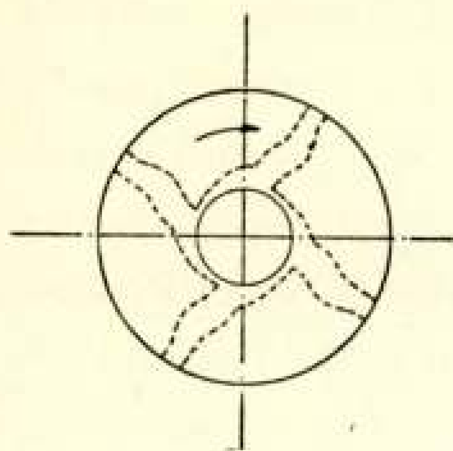


Fig. 19.

Het synchronisme tussen de electronen en het electrische veld wordt verkregen door het kiezen van een geschikte verhouding tussen de anodespanning en de magnetische veldsterkte. De berekening van de passende waarden is voor het algemene geval met ruimtelading vrij gecompliceerd, maar als we de ruimtelading verwaarlozen en veronderstellen dat we het cylindrische geval als vlak mogen beschouwen, dan krijgen we de eenvoudige electronenbaan die in fig. 20 is geschetst. Deze baan a is een cycloide die onstaat door een cirkel te laten rollen over de cathode. De straal r en de hoeksnelheid ω van deze cirkel zijn gegeven door

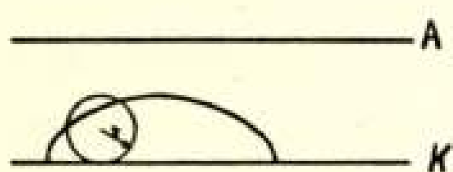


Fig. 20.

$$r = \frac{m}{e}\frac{E}{B^2} \qquad \omega = \frac{eB}{m} .$$

Hierin zijn e en m resp. de lading en de massa van het electron en E en B resp. de electrische en de magnetische veldsterkte. De gemiddelde snelheid van de electronen is gelijk aan de snelheid van het middelpnnt van de cirkel: $v = \omega r = \frac{E}{B}$.
De snelheid v_n van het veld is bij benadering gegeven door

$$v_n \approx \frac{2\pi r}{nT_n} = \frac{2\pi rc}{n\lambda_n} .$$

Hierin is r het gemiddelde tussen de straal van de cathode en die van de anode en T_n de trillingstijd van oscillaties van de n-mode. Als deze grove benadering gebruikt mag worden is dus bij werking in de π-mode

$$\frac{2\pi rc}{n\lambda_n} = \frac{E}{B} .$$

Nemen we b.v. de 2 J 3 2 5), een magnetron met $\lambda_4 = 10{,}7$ cm dat o.a. werkt bij $E = 3{,}15 \; 10^6 \frac{V}{m}$ en $B = 0{,}17 \frac{W_b}{m^2}$ en waarvoor $2\pi r = 0{,}0346$ m dan vinden we voor het linkerlid $2{,}43 \; 10^7$ en voor het rechter $1{,}85 \; 10^7$.

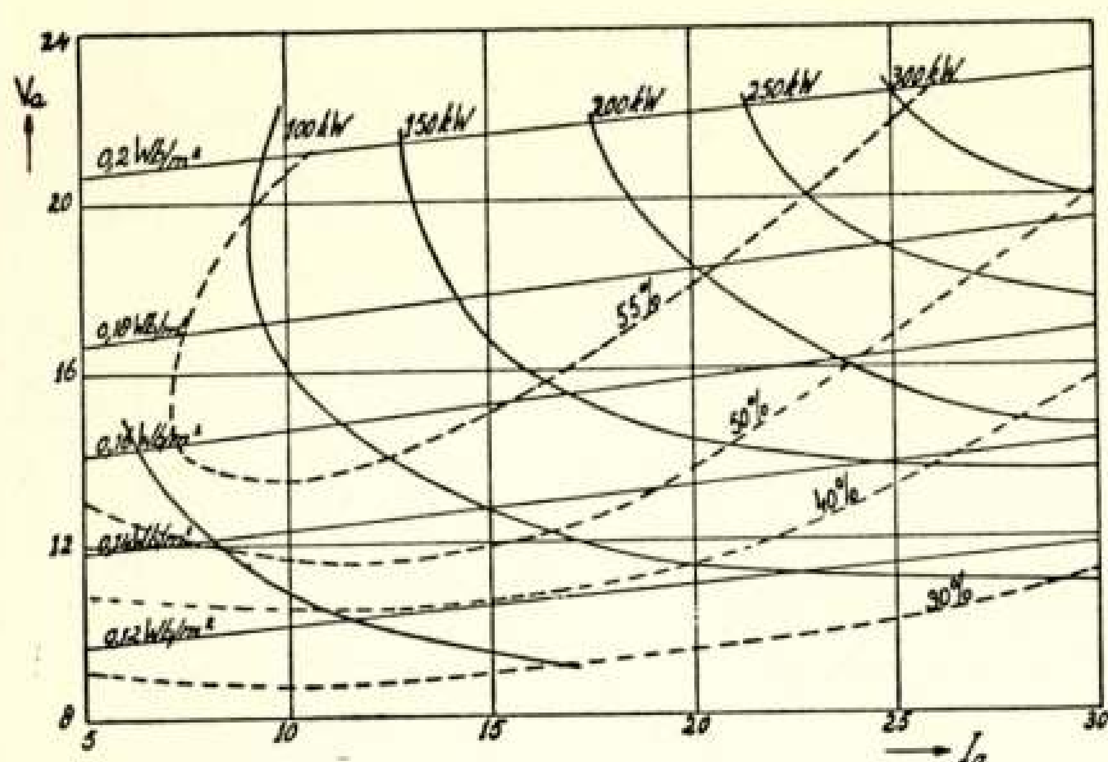


Fig. 21.

Fig. 21 geeft de $I_a - V_a$ karakteristiek van dit magnetron, de z.g. performance chart. Wij zien dat bij gegeven B de anodespanning maar weinig verandert. De omloopsnelheid van de electronen $\frac{E}{B}$ moet immers constant blijven. Verder zijn in het diagram lijnen van constant vermogen en constant rendement getekend.

Om een indruk te krijgen van de grootte orde der impedanties geven we in fig. 22 nog een vervangingsschema voor een bepaald werkpunt van hetzelfde magnetron. De acht resonatoren zijn hierbij parallel geschakeld gedacht en zijn dan aequivalent met een L-C kring waarvan $L = 5 . 10^{-10}\ H$ en $C = 6{,}3\ pF$. De koperverliezen der resonatoren worden vertegenwoordigd door de weerstand $R_k = 14000\ \Omega$. De belastingsweerstand R_b is $600\ \Omega$. De wisselwerking van de electronen met deze schakeling kan worden geïnterpreteerd als een electronische impedantie bestaande uit $R_e \approx -600\ \Omega$ parallel aan een capacitieve impedantie van $500\ \Omega$. Deze getallen gelden voor een werkpunt waarin $V = 12{,}3\ kV$, $I_a = 12{,}5\ A$, $B = 0{,}13\ \frac{W_b}{m^2}$, $P = 80\ kW$ en $\eta = 52\ ^0/_0$. De wisselspanning op de resonatoren is daarbij $7\ kV_{eff}$.

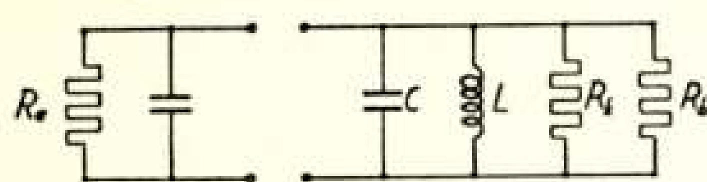


Fig. 22.

Literatuur.

1) K. Posthumus: Wir. Eng. **12**, 1935 blz. 126.
2) G. B. Collins: Microwave Magnetrons blz. 56 e.v.
3) o.a. S. A. Schelkunoff Electromagnetic Waves blz. 105 e.v.
4) Collins blz. 83 e.v.
5) Collins blz. 751 e.v.

Het Havenradarsysteem voor Rotterdam en de Nieuwe Waterweg

door N. Schimmel [1])

SUMMARY

A description is given of the harbour radar system for Rotterdam and the New Waterway. The equipment now under construction is discussed and a short account of the operational procedure and the measuring methods is given. It is anticipated that the system will be completed by 1955.

Op 18 September 1953 werd de eerste steen gelegd voor de gebouwen, welke de apparatuur zullen herbergen voor dit radarsysteem. Bij deze gelegenheid heeft de Staatssecretaris van Marine, die deze plechtigheid verrichtte, als zijn overtuiging uitgesproken. dat dit radarsysteem, wanneer het eenmaal compleet in bedrijf zal zijn, een voorbeeld genoemd zal kunnen worden voor alle havens van de wereld. Al zal de operationele ingebruikneming eerst in 1955 kunnen plaatsvinden, thans moge hier reeds een kort overzicht worden gegeven van de voorgeschiedenis van dit systeem en van de toe te passen apparatuur, welke thans in aanbouw is bij de Nederlandse industrie. Een uiteenzetting van de operationele procedure zal eveneens worden gegeven.

Het Systeem.

Het Nederlandsch Radar Proefstation ontving in April 1949 opdracht van de Gemeente Rotterdam om een door haar in 1948 van de Staatscommissie Onderzoek Radiotechnische Hulpmiddelen voor de Navigatie ontvangen ontwerp „Radarloodsdienst voor de Nieuwe Waterweg" nader uit te werken. Deze opdracht omvatte o.m. het vaststellen van het minimum aantal radarstations, dat vereist is om een volledig radar overzicht te verkrijgen over de rivier, de ingangen van de havens en het

[1]) Ned. Radar Proefstation, Noordwijk aan Zee.

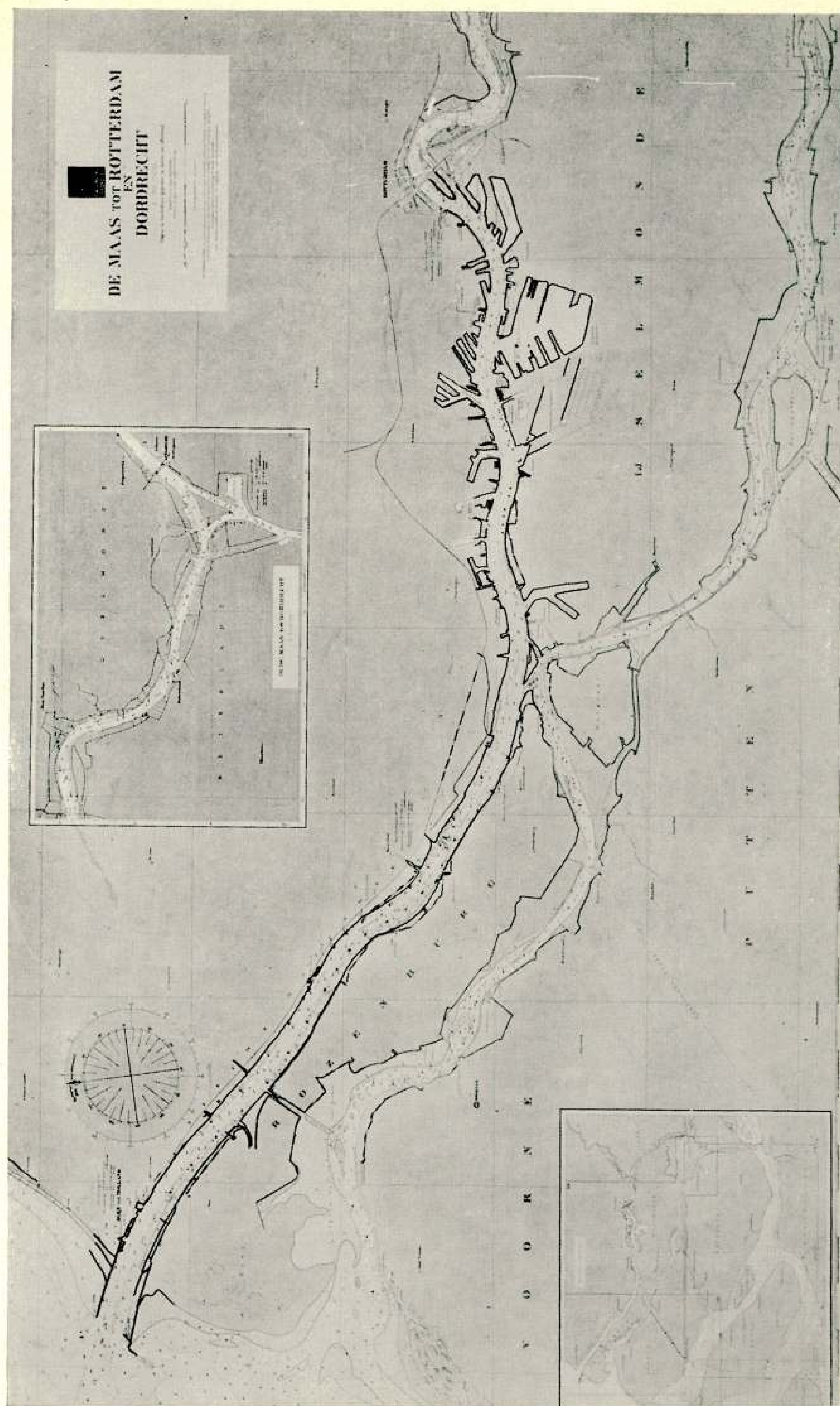


Foto: Ned. Radar proefstation.

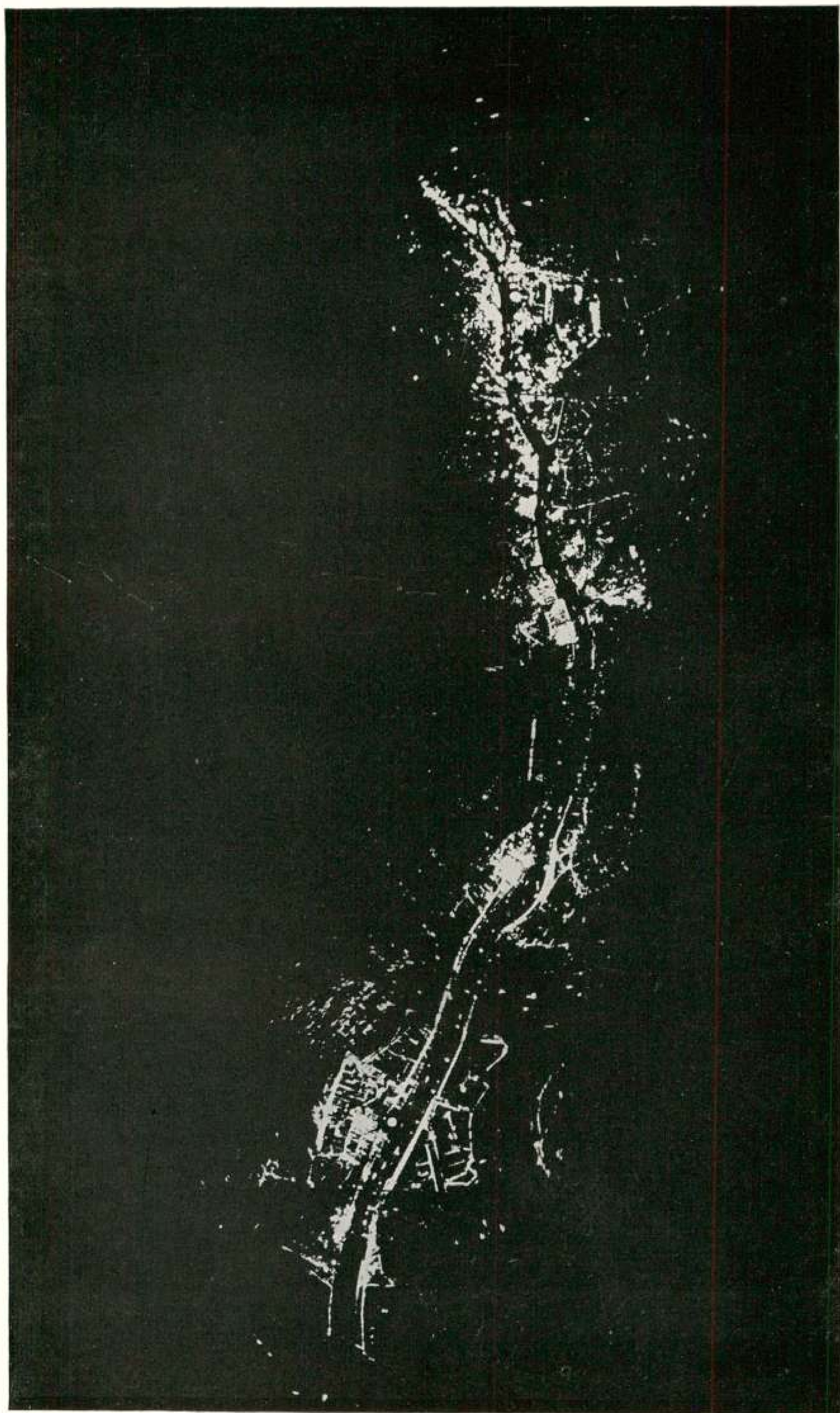


Fig. 1. Kaart en radarmozaiek Nieuwe Waterweg.

Foto: Ned. Radar proefstation.

STATION 1
HOEK VAN HOLLAND

STATION 2
ROZENBURG

NIEUWE WATERWEG

LIGGING DER RADARSTATIONS

⊙ RADARSTATIONS

. BAKENS EN BOEIEN

STATION 3
MAASSLUIS

N

STATION 4
1e PETROLEUM-
HAVEN

STATION 7
PARKKADE

ROTTERDAM

STATION 5
PERNIS

STATION 6
WAALHAVEN

Fig. 2. Radarstations langs de Nieuwe Waterweg.

kustgebied voor Hoek van Holland, het bepalen van de uit radar oogpunt meest gunstige opstellingsplaatsen van deze stations, en het opstellen van een volledig ontwerp mede omvattende het vaststellen van de specificaties waaraan de apparatuur zou moeten voldoen.

Bij dit onderzoek werd gebruik gemaakt van een gemakkelijk verplaatsbare radarapparatuur, waarvan de antenne geplaatst werd op een uitneembare lichtmetalen toren. Van iedere opstelling werden foto's van het radarbeeld vervaardigd, waaruit een mozaïek is samengesteld, hetwelk in fig. 1 is weergegeven. Opgemerkt zij, dat de destijds gebruikte apparatuur een impulslengte had van 0,25 microseconde en de antenne een bundelbreedte had van 1.2°, zodat de kwaliteit van dit beeld niet als voorbeeld kan worden beschouwd van wat met de uiteindelijke apparatuur bereikt kan worden.

Het is hier niet de plaats uitvoerig in te gaan op de vele aspecten van het probleem om een zeker vaarwater met een minimum aantal radarstations uit te rusten, waarmee toch een volledig radaroverzicht verkregen kan worden; volstaan moge dan ook worden met voor de uiteindelijke ligging der stations te verwijzen naar fig. 2 waar deze punten zijn afgebeeld op een zeer vereenvoudigde kaart van de Nieuwe Waterweg. Het hoofddoel van een havenradarsysteem is tweeërlei:

1. Het geven van nauwkeurige positie informatie aan het schip, dat geassisteerd wordt, en wel op een wijze, welke zo dicht mogelijk aansluit bij de tot nu toe gebruikte methode van navigeren.
2. Het verstrekken van positie informatie van andere schepen in de nabijheid en van alle andere gegevens, welke van nut kunnen zijn voor de bevordering van de veiligheid van de navigatie.

Teneinde de boven omschreven taak, en meer in het bijzonder de onder 1 genoemde, met succes te kunnen vervullen, zijn speciale meet- en afleesmethodes noodzakelijk gebleken. Het gebruik van panoramaschermen blijft noodzakelijk ter verkrijging van een algemeen overzicht, doch de tot dusverre elders gebruikte rasters, welke gegraveerd worden in doorzichtig materiaal, dat voor de kathodestraalbuis wordt aangebracht, konden de voor riviernavigatie vereiste nauwkeurigheid niet garanderen. Bij het station Hoek van Holland zouden de gebruikelijke sy-

stemen met mechanische peillijnen verder geleid hebben tot het noodzakelijkerwijze verschuiven van het radarbeeld op zodanige wijze, dat midden havenmond samenvalt met het geometrische middelpunt van het scherm, waardoor een ongewenst groot gedeelte van het achterland zou worden afgebeeld, en het zeegedeelte voor de havenmond, waar het hier juist om gaat, op een te kleine schaal zou moeten worden weergegeven. De fouten in de aflezing ten gevolge van de bij deze mechanisch-optische systemen altijd optredende parallax maakten het zeer gewenst dat een onderzoek werd aangevangen naar een nauwkeuriger methode om het gestelde doel te verwezenlijken. Uit dit onderzoek, dat verricht werd door het Nederlandsch Radar Proefstation, is een meetsysteem goboren, bekend onder de naam Raplot, dat in de praktijk reeds bewezen heeft aan de gestelde eisen van nauwkeurigheid en snelle aflezing te kunnen voldoen. Met deze methode is het mogelijk op electronische wijze een door 2 willekeurige punten op het scherm bepaalde richting en afstand te meten. Volstaan moge hier worden met een beschrijving van de meetmethode. Wanneer men b.v. de plaats van een schip wil bepalen als peiling en afstanden ten opzichte van een zeker punt P, dan kan door een eenvoudige schroevendraaierinstelling het beginpunt van de electronische peillijn samenvallend worden gemaakt met punt P. De radarwaarnemer heeft nu voor alle metingen vanuit punt P slechts de volgende handelingen te verrichten. Hij trapt op een voetschakelaar en op het beeld verschijnt een rechte lijn vanuit punt P. Met de rechterhand kan hij door het verdraaien van een knop op de frontplaat deze lijn om P laten draaien. De richting van de lijn wordt steeds door een aan de knop gekoppelde schaal aangegeven. Hij zal dus de lijn door de echo van het schip brengen en leest de peiling direct of. Met de linkerhand brengt hij een variabel afstandmerk eveneens tot dekking met de gekozen echo en leest op de bijbehorende schaal de afstand tot punt P af. In de praktijk kan een dergelijke meting binnen 2 seconden voltooid zijn. De fout tengevolge van parallax is nagenoeg verdwenen, slechts resteert nog de parallax fout bij het aflezen van de schalen, doch deze kan bij een goede constructie verwaarloosbaar klein gemaakt worden.

Deze metingen kunnen zowel bij gecentreerd als bij verschoven beeld even eenvoudig plaats vinden. De nauwkeurigheid van dit systeem werd gecontroleerd door vergelijking van de op een radarscherm gemeten afstanden en richtingen tussen kerk-

torens en watertorens, waarvan de terrestrische coördinaten bekend zijn, met de uit deze coördinaten berekende overeenkomstige grootheden en wel bij gecentreerd beeld en bij een drietal verschoven beeldinstellingen.

Bij een beelddiameter van 16 km resulteerden de berekeningen in een middelbare fout in afstand van 6 meter en een middelbare hoekfout van 9'. Met de tot voor kort gebruikelijke methoden was een dergelijke meetnauwkeurigheid bij gebruik van een panoramascherm nimmer bereikt. Het Raplot systeem maakt het ook mogelijk een aantal rechte lijnen in de kaart op het het radarbeeld af te beelden. Hierdoor werd het dus mogelijk de voor de navigatie zo belangrijke rechte lijnen als havenassen, lichtenlijnen enz. met grote nauwkeurigheid op het radarbeeld weer te geven en op de juiste wijze te voldoen aan de eis om de positie informatie aan schepen te verstrekken op een wijze die direct aansluit op de normale navigatorische praktijk.

De apparatuur.

Bij electronische hulpmiddelen voor de navigatie dient altijd gestreefd te worden naar de grootst mogelijke bedrijfszekerheid. Door het kiezen van goede onderdelen welke niet tot de maximaal toegelaten waarden werden belast, kan een zekere bedrijfszekerheid worden bereikt, doch ondanks de belangrijke recente ontwikkelingen op het gebied van buizen met lange levensduur, is het bij de huidige stand van de techniek nog niet mogelijk een electronische apparatuur te bouwen die onder alle omstandigheden gedurende een zeker tijdsbestek zonder storing zal werken. In verband met de zo zeer gewenste afbeelding van het vaarwater op een grote schaal, was toch reeds de noodzakelijkheid naar voren gekomen op ieder station het riviergedeelte af te beelden op een tweetal indicatoren. Door nu deze indicatoren geheel onafhankelijk uit te voeren is het mogelijk in geval van storing in één van de twee de andere de taak van beide te doen vervullen door het gehele gebied van het betreffende station — op een weliswaar gereduceerde schaal — af te beelden.

Bij het omschakelen van het bereik worden gelijktijdig de lichtenlijnen en de peillijn op hun nieuwe posities ingesteld. Door nu ook de zender-ontvangers te dupliceren, kon een zeer grote mate van bedrijfszekerheid bereikt worden. De eigenschappen van de apparatuur kunnen afgeleid worden uit onder-

staande technische gegevens. Het station Hoek van Holland zal nog de beschikking hebben over een derde indicator voor een overzichtsbereik op langere afstand van het zeegebied voor de kust ter plaatse.

Technische gegevens :

Zender.

Frequentie	voor ieder station te kiezen in de band 8900-9200 MHz.
Impulspiekvermogen	tenminste 10 kW.
Impulsduur	0.1 microseconde.
Impulsrepetentie	2777 imp./sec.

Antenne.

Vorm	parabolische cylinder.
Bundelbreedte	horizontaal 0.7°, verticaal 20° beide bundelbreedten gemeten tussen de – 3 *db* punten.
Bijbundelniveau	– 27 *db* t.o.v. niveau hoofdbundel.
Omwentelingssnelheid	18 omw./min.
Constructie	de constructie is bestand tegen windsnelheden van 140 km/uur. Goede werking bij windsnelheden tot 100 km/uur.

Ontvanger.

Middenfrequentie	30 MHz.
Middenfrequentbandbreedte	18 MHz.
Frequentieregeling klystron	Deze kan zowel met de hand (vanaf de indicatoren) als automatisch plaatsvinden.
Tijdsafhankelijke sterkteregeling	het niveau en de helling kunnen worden ingesteld.

Indicator.

Schermen	aantal 2, diameter ca 38 cm.
Oplossend vermogen	per middellijn zijn tenminste 400 stippen afzonderlijk waarneembaar.

Afstandsnauwkeurigheid	beter dan 0.5% van de volle schaalwaarde.
Hoeknauwkeurigheid peiling	beter dan 0.5°.
Afstandsbereiken	2 bereiken, ieder instelbaar tussen 2000 en 5000 meter.
Beeldverschuiving	tenminste 2/3 straal.
Peillijn	een peillijn met variabel afstandsmerk voor ieder scherm.
Lichtenlijnen	maximaal 3 lichtenlijnen kunnen per scherm worden afgebeeld.

De communicatie apparatuur.

Voor de goede werking van een havenradarsysteem is een betrouwbare radiotelefonische verbinding tussen de landstations en de schepen onontbeerlijk. Steunend op de ervaringen, welke te IJmuiden met de aldaar gebruikte portofoons werd verkregen, is voor Rotterdam een uitgebreid systeem van radiotelefonen ontworpen, waarbij op de schepen gebruik zal worden gemaakt van een draagbaar apparaat, werkende in de 160 MHz band. Deze waterdichte portofoon, voorzien van een twaalftal kanalen en uitgerust met een ingebouwde luidspreker wordt dan door de loods aan boord gebracht en na beëindiging van de vaart wederom medegenomen. Bij het modulatiesysteem is de keuze gevallen op frequentie modulatie, terwijl ter bereiking van de vereiste frequentie stabiliteit kristalsturing is toegepast. De zend- en ontvangfrequenties zijn voor iedere blokpost verschillend gekozen, zodat de kans op onderlinge storing uitgesloten is. Voor het eigenlijke havenradarsysteem worden 7 kanalen gebruikt, terwijl zowel in Hoek van Holland als in Rotterdam een extra kanaal ter beschikking is. Mocht later een uitbreiding van het aantal verbindingsmogelijkheden wenselijk blijken, dan staan dus nog 3 kanalen ter beschikking. De vastopgestelde radiotelefonen in de radarstations zijn ter verkrijging van een zo groot mogelijke bedrijfszekerheid van het communicatiesysteem geduplicеerd uitgevoerd. Door middel van eigen lijnen is voor ieder radarstation met de naastbijliggende stations telefoonverbinding mogelijk.

De Operationele procedure.

Reeds bij het vaststellen van de eisen waaraan de radarapparatuur zou moeten voldoen stond natuurlijk in grote trekken

een plan vast voor de operationele procedure welke hier gevolgd zou moeten worden. Het was uiteraard niet mogelijk met de beperkte apparatuur waarover men bij het mobiele onderzoek beschikte zodanige proefnemingen te verrichten, dat een volledig plan kon worden opgesteld voor de uit nautisch oogpunt meest gewenste operationele procedure. Wel heeft het resultaat van langdurige proefnemingen, aan de Nieuwe Waterweg en elders verricht, ertoe geleid dat met zekerheid kon worden vastgesteld welke meet- en afleesmogelijkheden in de definitieve apparatuur zouden moeten worden aangebracht. Hoe uiteindelijk in de praktijk gewerkt zal worden zal mede afhangen van de ervaring, welke in de eerste maanden na het gereedkomen van het systeem kan worden verkregen. In grote trekken kan de gang van zaken echter als volgt worden geschetst voor het geval van een schip, dat onder omstandigheden van gereduceerd zicht Rotterdam vanuit zee wil bereiken. Na het aan boord nemen van de loods wordt met behulp van de door hem medegebrachte portofoon aan het eerste station Hoek van Holland medegedeeld, dat schip *A* de loods aan boord heeft. Hierop zal het eerste station schip *A* de nodige gegevens verstrekken op grond waarvan aan boord kan worden besloten om binnen te lopen. Deze gegevens zullen o.m. omvatten mededelingen betreffende andere schepen in het vaarwater, het zicht ter plaatse en eventueel verder stroomopwaarts. Wanneer de gezagvoerder besluit om met behulp van havenradarassistentie binnen te te lopen, zal hiervan mededeling worden gedaan en het eerste station begint de nodige informatie te verstrekken. Wanneer het schip eenmaal binnen is zal het weldra de grens van het gebied van het eerste station bereiken. Op dit moment telefoneert station 1 over de eigen lijn naar station 2 dat schip *A* binnenkort op zijn scherm zal verschijnen. Station 2 ziet nu schip *A* aan de rand van zijn bereik op het radarscherm verschijnen en meldt dit aan station 1, waarop deze schip *A* mededeelt over te gaan op kanaal 2, waarbij dus station 2 de assistentie overneemt. Op deze wijze verder gaande, doorloopt het schip een aantal of alle van de door de radarstations bestreken gebieden, afhankelijk van het feit welke haven, zijn bestemming is.

Voor uitgaande schepen vindt deze procedure plaats in omgekeerde volgorde. In de praktijk zal eerst na een periode van oefening, waarbij onder omstandigheden van goed zicht het systeem in werking is een zeker vertrouwen kunnen groeien in

de goede werking en het nut van de informaties, welke aan boord worden ontvangen. Deze oefening omvat dus zowel het personeel dat de radarapparatuur moet bedienen, als de loodsen die van de radarinformatie gebruik zullen maken. Dat deze oefening tijd en inspanning zal vergen staat vast op grond van in andere havens opgedane ervaring. Immers een havenradarsysteem van zodanige omvang als hier tot stand komt, vereist een grondige organisatie om verzekerd te zijn van een efficiënt bedrijf. Ten einde dit doel te bereiken zal er nog veel werk verzet moeten worden, zowel van technische als van operationele en organisatorische aard.

Deze moeite zal echter ruimschoots worden beloond als in 1955 een havenradarsysteem aan de scheepvaart ter beschikking zal kunnen worden gesteld, dat zijns gelijke in de wereld niet heeft.

ENKELE AANTEKENINGEN BETREFFENDE DE RADIOTELEGRAFISCHE VERBINDING TUSSEN DE K.L.M. LIFTMASTER „Dr Ir M. H. DAMME" EN RIJKSLUCHTVAARTDIENST STATION SCHIPHOL PKH TIJDENS DE CHRISTCHURCH-VLUCHT OP 8, 9 EN 10 OCT. 1953.

Algemeen.

Hoewel het radiostation van de Rijksluchtvaartdienst te Schiphol, met het oog op radioverbinding met vliegtuigen op grote afstanden, frequenties in de 5, 8, 13 en 17 mc banden permanent bewaakt, werd in nauw overleg met de K.L.M. bijzondere aandacht geschonken aan de voorbereiding en uitvoering van de radioverbinding met de „Dr Ir M. H. Damme" (roepletters PH-TGA) tijdens de Christchurch-vlucht.

Zo werd voor de radioverbinding met het vliegtuig na Karachi een speciale frequentieverwachting gemaakt, welke hierbij is gereproduceerd; verbinding met Schiphol en de frequentiekeuze daarvoor levert op het traject London-Karachi, blijkens de dagelijkse ervaring geen bijzondere moeilijkheden op. Aangezien uit deze verwachting reeds kon worden afgeleid, dat rechtstreekse verbinding niet op alle trajecten na Karachi mogelijk zou zijn, als gevolg van ongunstige radiopropagatiecondities, werd de medewerking van verschillende grondstations langs de route ingeroepen, om met behulp van de vaste radioverbindingen, die Schiphol met verscheidene daarvan onderhoudt, een snelle berichtgeving tussen het vliegtuig en Nederland te verzekeren. In het bijzonder Karachi, Biak en Djakarta verleenden in dit opzicht waardevolle hulp. Met Karachi en Djakarta onderhoudt Schiphol een rechtstreekse radioverbinding; voor de vaste verbinding met Biak werkte de Koninklijke Marine op zeer effectieve wijze mede.

In de frequentieverwachting zijn de tevoren aangenomen tijdstippen, waarop het vliegtuig zich op de verschillende plaatsen langs de route zou bevinden, aangegeven door een streepjeslijn; de tijdstippen, waarop het vliegtuig zich in werkelijkheid aldaar heeft bevonden, zijn aangegeven door een kruisjeslijn. Laatstgenoemde lijn doet in de figuur zien, dat tussen Djakarta en Darwin geen radioverbinding tussen Schiphol en het vliegtuig mogelijk was.

De resultaten op de verschillende trajecten waren als volgt. De vermelde tijden zijn alle in G.M.T. De signalen van het vliegtuig werden gedeeltelijk opgevangen met behulp van de nabij Schiphol opgestelde speciale ontvangantennes en ontvangapparatuur en gedeeltelijk door het ontvangstation Noordwijk van de Rijksluchtvaartdienst; de door Noordwijk opgevangen signalen worden via kabels naar Schiphol geleid.

Londen—Rome, 16.30-19.34, Donderdag 8 October.

Voortdurend uitstekende verbinding tussen Schiphol en de Liftmaster. Het vliegtuig werd o.a. op de hoogte gehouden van de posities van zijn mededingers, de Engelse Viscount en de Nieuw-Zeelandse Hastings. Te 19.02 b.v. meldde de Liftmaster Pisa te passeren en gaf als verwachte aankomsttijd in Rome 19.35. Te 20.09 deelde Rome aan Schiphol mede, dat het vliegtuig te 19.34 was geland en te 19.56 weder was vertrokken.

Rome—Bagdad, 19.56-02.25, Donderdag/Vrijdag 8/9 October.

Eerste contact van de Liftmaster met Schiphol te 20.12. Verder voortdurend zeer goede radioverbinding. Verscheidene malen wordt de positie der mededingers aan de Liftmaster verstrekt.

Te 01.30 geeft de Liftmaster als vermoedelijke tijd van aankomst te Bagdad 02.20. Te 02.00 wordt nog eens de positie van de Viscount aan het Nederlandse vliegtuig opgegeven en tegelijkertijd corrigeert de gezagvoerder de aankomsttijd te Bagdad in 02.23.

Bagdad—Karachi, 02.40-08.02, Vrijdag 9 October.

Direct na de start wordt weder radioverbinding met de Liftmaster opgenomen. De aankomsttijd bleek te zijn geweest 02.25 en na 15 minuten oponthoud was men weder vertrokken. De positie van de Viscount werd doorgegeven.

De ontvangstcondities op 5652 kc/s, waarop tot dat ogenblik was gewerkt, begonnen minder te worden, zodat werd overgegaan op 8834 kc/s.

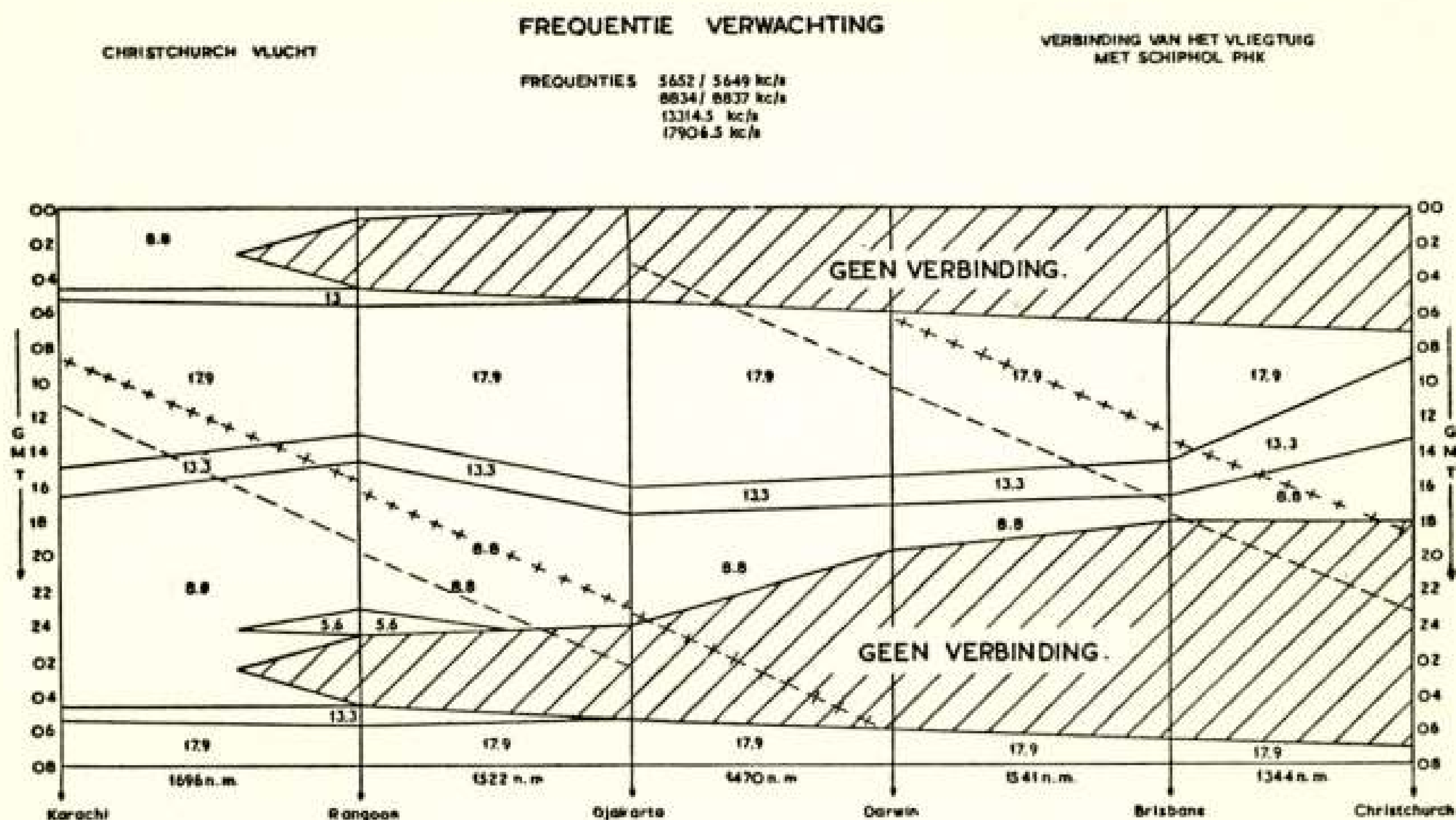
Te 04.10 meldde het vliegtuig, dat het te 03.50 Basrah was gepasseerd.

Te 07.32 werd overgegaan op 17906.5 kc/s. Het vliegtuig geeft dan als vermoedelijke tijd van aankomst te Karachi 08.03. De posities van de Hastings en de Viscount werden weder doorgegeven. Te 08.02 landde de Liftmaster te Karachi.

Karachi—Rangoon, 08.27-15.43, Vrijdag 9 October.

De start vond plaats te 08.27. Reeds op de grond en tijdens de start staat de radiotelegrafist Kiepe in verbinding met Schiphol PHK.

Op hetzelfde ogenblik, dat het vliegtuig rechtstreeks aan Schiphol meldde, dat het „los" was, meldde het grondstation Karachi zulks over de vaste radioverbinding met Schiphol PHW.



Aangezien alle berichten vanzelfsprekend onmiddellijk aan de K.L.M. werden overgebracht, wist de K.L.M. in dit geval binnen de minuut het vertrektijdstip van haar vliegtuig.

Op dit traject is de verbinding op 17906.5 kc/s voortdurend goed. De Liftmaster wordt steeds op de hoogte gehouden van de posities van alle deelnemers, thans met inbegrip van die der Canberra's.

Om 13.25 komt via Marine bericht binnen, dat het vliegtuig thans ook verbinding heeft met Biak. Blijkbaar concentreert de Liftmaster thans meer zijn aandacht op dat station, want het laatste gedeelte van dit traject is er geen verbinding met Schiphol.

Wel meldt het K.L.M.vliegtuig PH—TES „Soerabaja", hetwelk te 14.12 uit Bangkok naar Karachi is vertrokken, te 15.40 aan Schiphol PHK, dat de Liftmaster zojuist te Rangoon is geland. Via ditzelfde vliegtuig komt te 16.31 te Schiphol de melding binnen, dat de PH—TGA te 16.16 van Rangoon is vertrokken.

Rangoon—Djakarta, 16.14-22.53, Vrijdag 9 October.

Tijdens dit traject werkt het vliegtuig hoofdzakelijk met Djakarta en Biak. Via deze stations komen de verschillende berichten van het vliegtuig via de vaste radioverbinding te Schiphol binnen.

Djakarta—Darwin, 23.18-06.01, Vrijdag/Zaterdag 9/10 October.

Via Biak worden berichten van het vliegtuig ontvangen. Te 06.50 komt van dit radiostation het bericht, dat het vliegtuig te 06.01 te Darwin is geland.

Darwin—Brisbane, 06.26-12.50, Zaterdag 10 October.

Schiphol heeft wel radioverbinding met de Viscount, die thans op het traject Melbourne—Christchurch vliegt en mededeelt, dat hij te 09.10 te Christchurch denkt aan te komen.

Verbinding met de Liftmaster via Biak en soms ook via Karachi, zodat de K.L.M. van de vordering op de hoogte kan worden gehouden.

Karachi deelt aan PHK mede, dat de PH—TGA te 12.50 te Brisbane is geland en te 13.27 naar Christchurch is vertrokken.

Brisbane—Christchurch, 13.27-18.30, Zaterdag 10 October.

Aanvankelijke verbinding via Sydney—Djakarta, doch te 17.14 kwam rechtstreekse verbinding tussen Schiphol en de Liftmaster tot stand. Het vliegtuig meldde o.a. dat te 16.45 de lengtegraad 165E was gepasseerd en dat de verwachte aankomsttijd te Christchurch 18.50 was.

Op het voorstel van Schiphol aan de Liftmaster om tot de landing verbinding te blijven onderhouden met Schiphol kon door het vliegtuig niet worden ingegaan, hetgeen wel begrijpelijk is in verband met zeer drukke andere bezigheden van de boordtelegrafist kort voor de aankomst te Christchurch.

De aankomst aldaar, welke te 18.30 plaats vond, werd via Djakarta door het radiostation Schiphol ontvangen te 19.30.

O. J. S.

NORMALISATIE VAN BENAMINGEN VAN FREQUENTIE- EN GOLFLENGTEGEBIEDEN

De Hoofdcommissie voor de Normalisatie in Nederland (HCNN) heeft ter critiek gepubliceerd de ontwerpnorm:

V 1220 Frequentie- en golflengtegebieden.

Toelichting:

Deze ontwerpnorm is opgesteld door *Commissie NEC 24/25. Grootheden, eenheden en lettersymbolen*, omdat gebleken was, dat er behoefte bestond aan een methode om ondubbelzinnig te kunnen aanduiden frequentie- en golflengtegebieden, daar de begrippen hoogfrequent, laagfrequent, zeer laag frequent, enz., geen absolute begrippen zijn. Verder leek het van nut om de correspondentie tussen beide grootheden op duidelijke wijze tot uiting te brengen.

Het blad geeft een frequentie- en een golflengteschaal naast elkaar, waarin de nomenclatuur voor de gebieden overzichtelijk is aangegeven.

Door deze publicatie ter critiek worden belangstellenden in de gelegenheid gesteld eventuele opmerkingen ter kennis te brengen, opdat daarmede rekening gehouden kan worden bij het vaststellen van de definitieve norm. Deze critiek wordt gaarne vóór 1 Juni 1954 ingewacht bij het Centraal Normalisatiebureau, Lange Houtstraat 13A te 's-Gravenhage.

Deze ontwerpnorm kan worden besteld bij de boekhandel of rechtstreeks bij Uitgeverij Waltman, Hippolytusbuurt 4 te Delft, tegen de prijs van *f* 0.50 voor de leden van de Stichting voor de Normalisatie in Nederland en *f* 0.75 voor niet-leden. Ook aan daarvoor in aanmerking komende onderwijsinstellingen, alsmede aan hen, die aantonen het onderwijs daaraan te volgen, wordt de ontwerpnorm tegen de ledenprijs beschikbaar gesteld.

Aan abonné's op de groep van Nederlandse normen 621.3 Electrotechniek en 0 Algemene aanwijzingen van boekwerken, geschriften, enz. wordt de ontwerpnorm automatisch toegezonden.

Boekbesprekingen

„Radio Designers Handbook" door F. Langford-Smith. Uitgave van Iliffe & Sons Limited. Prijs 42 sh. Formaat 8¾" x 5½". 1474 bladzijden.

Dit handboek, samengesteld door een groot aantal medewerkers, bevat een uitgebreide verzameling gegevens, die van belang zijn voor de radiotechnicus, die zich bezighoudt met ontvangers en audio-versterkers. De toepassingen der electronica op andere gebieden zijn niet opgenomen; zenders, televisie, radar, industriële toepassingen, meetapparaten enz. worden niet besproken.

De principiële en theoretische grondslagen worden zeer summier en elementair behandeld; aan de verklaring der verschijnselen wordt weinig of geen aandacht besteed. Men vindt er evenwel zeer vele practische gegevens. Aan het einde van

ieder hoofdstuk is een vrij uitgebreide literatuurlijst opgenomen.

Als naslagwerk kan het nuttige diensten bewijzen. Th. J. W.

Television Receiver Design, monograph 1, I. F. Stages by A. G. W. Uitjens, Book 8a Philips Technical Library. 200 pag., 150 illustraties. Prijs *f* 11.—.

Het boek I. F. Stages vormt het eerste deel van een serie van 6 tot 8 monographs, welke tezamen onder de titel Television Receiver Design de verschillende aspecten van de televisie-ontvangers wat betreft ontwerp en constructie zullen behandelen.

De opzet van deze serie is dus analoog aan de delen 4, 5 en 6 uit dezelfde Philips boekenreeks over electronenbuizen die handelen over de toepassing van de electronenbuizen in radio-ontvangers en versterkers. Wij menen dan ook dat deze nieuwe uitgave ongetwijfeld in een behoefte voorziet en zeker een belangrijke plaats in de televisie-literatuur kan veroveren.

Het eerste deel van deze serie monographs is gewijd aan de penthode versterker voor het frequentie-gebied van 10 tot 100 MHz, het verband met de televisie komt slechts in hoofdzaak tot uiting in een meer uitvoerige behandeling van de vervorming. Het boek is onderverdeeld in de volgende hoofdstukken:

1. Gain and bandwidth with two-terminal coupling networks
2. Response curve of the complete amplifier
3. Distortion
4. Gain, bandwidth and distortion with four-terminal coupling networks
5. Noise
6. Feedback
7. Practical considerations following on the theory

en voorts vijf appendices, vier tabellen en een symbolenlijst.

De mathematische behandeling is zo eenvoudig mogelijk gehouden en voor een deel in de appendices verwerkt.

Bijzondere aandacht verdient het hoofdstuk 3 over distortion, waarin behalve de mathematische afleiding van de sprongkarakteristiek voor een min of meer geïdealiseerde frequentie- en fazekarakteristiek ook een grafische methode wordt behandeld voor het bepalen van de sprongkarakteristiek bij een willekeurige frequentie- en fazekarakteristiek.

Ook aan een ander struikelblok voor de ontwerper n.l. de terugkoppeling wordt veel aandacht besteed. Aan verschillende hoofdstukken zijn rekenvoorbeelden toegevoegd, terwijl in hoofdstuk 7 een ontwerp van een middenfrequent-versterker voor een televisie-ontvanger stap voor stap wordt opgebouwd aan de hand van de in de voorafgaande hoofdstukken gegeven theorie.

Het boek maakt de indruk met zeer veel zorg geschreven te zijn, men behoeft slechts de vier en een halve pagina lange lijst met symbolen na te gaan om te constateren dat geen enkel symbool in meer dan een betekenis wordt gebruikt.

Wij menen dat het boek I. F. Stages niet alleen voor de televisie-specialisten van belang is maar ook voor diegenen die uit hoofde van hun werk of studie met versterkers van hoge frequenties vertrouwd dienen te raken. F. M.

Van Iliffe & Sons te Londen ontvingen wij verder:

„Introduction to Valves" door R. W. Hallows and H. K. Milward. 152 blz. 8¾" x 5½" met 107 illustraties. Prijs 8 s. 6 d.

In dit boekje worden de grondslagen van de werking van radiobuizen op duidelijke wijze uiteengezet.

Guide to Broadcasting Stations: 7de uitgave, Sept. 1953. 104 blz. 5¼" x 4¼". Prijs 2 s. 0 d.

Een bijgewerkte lijst van midden- en kortegolf omroepstations alsmede in Europa in bedrijf zijnde TV en vhf zenders.

Van het National Bureau of Standards te Washington:

„Table of Dielectric Constants and Electric Dipole Moments of Substances in the Gascous State". Circular 537, 29 pag. 20 cents.

PERSONALIA

DE HEER W. VOGT OFFICIER IN DE ORDE VAN ORANJE NASSAU OP 15-9-1953



Het contact van *W. Vogt* met de draadloze telegrafie dateert uit de allereerste tijd, waarin dit medium een rol begon te spelen als communicatiemiddel. Hij was als dienstplichtige ingedeeld bij het wapen der Genie, toen de Legerleiding bij de telegraaf-afdeling de eerste transportabele zender invoerde. Het was de tijd van de Branley-Coherer en de vonkzender!

Tijdens wereldoorlog no 1 was Vogt werkzaam bij de radiotelegrafische verbinding van het eiland Timor. In die dagen hing dikwijls veel af van de accuratesse der radio-telegrafisten, vooral toen de schepen der neutrale landen werden bedreigd met vordering ingevolge het „angarie"-recht van de oorlogvoerenden.

In Nederland heeft Vogt via een tijdelijke werkzaamheid bij de toenmalige N.S.F., de basis gelegd voor het Radio-Omroepwezen. De in 1923 opgerichte H.D.O. had de wereldprimeur van een geregelde omroep. Van de A.V.R.O., die het werk van de H.D.O. voortzette, is Vogt vanaf 1927 Directeur geweest. Het is voor een niet gering deel aan zijn goed inzicht en doorzettingsvermogen te danken, dat de in 1936 in gebruik genomen A.V.R.O.-studio op voor die tijd zeer bijzondere acoustische eigenschappen kon bogen.

Vogt liet, alvorens tot het definitieve studio-ontwerp te komen, in Delft een proefgebouwtje maken waarvan de geluids-isolatiemeetresultaten beslissend waren voor het studio-concept, niet alleen voor de A.V.R.O.-, doch ook voor de later gebouwde K.R.O.- en N.C.R.V.-studio's. Ook buitenlandse Omroepen hebben later de principiële constructie van het Delftse proefgebouwtje als juist erkend en toegepast.

Tijdens de periode van zijn Technisch Commissariaat bij de Nederlandse Radio Unie heeft Vogt nogmaals blijk gegeven van zijn brede kijk op omroepzaken, door het opstellen van het „Radio-City"plan voor Hilversum, in welk plan ruimte is voor alle in de nabije toekomst nog te verwachten bouwwerken op het gebied van de Binnenlandse Omroep, De Wereld Omroep en de Televisie.

Om zijn grote verdiensten als radio-pionier werd Vogt reeds in 1936 benoemd tot Ridder in de Orde van Oranje Nassau. Dat zijn benoeming tot Officier bij zijn officiële afscheid van de Omroep, juist af kwam op de derde Dinsdag in September is een aardige bijzonderheid, daar Vogt destijds de eerste radioverslaggever was, die de opening der Staten Generaal door H.M. de Koningin verzorgde.

P. A. I. H.

TENTOONSTELLING WILLEM EINTHOVEN

In 1953 is het 50 jaar geleden, dat *Prof. Dr Willem Einthoven* zijn uitvinding van de snaargalvanometer publiceerde.

Naar aanleiding van dit jubileum wordt in het Rijksmuseum voor de Geschiedenis der Natuurwetenschappen te Leiden (Steenstraat 1a) van 12 December 1953 tot 10 Januari 1954 een kleine tentoonstelling ingericht aangaande Einthoven en zijn werk.

Behalve portretten, documenten enz. zal men er o.a. 4 typen van de snaargalvanometer kunnen zien, en voorts o.a. de apparatuur voor de vervaardiging der uiterst dunne snaren: verzilverde of vergulde kwartsdraden, 1/1000 tot 1/25000 mm dik.

Met een der tentoongestelde vacuum-snaargalvanometers werden de eerste radioseinen uit Indië geregistreerd in 1922.

Het oorspronkelijke model van de snaargalvanometer zal worden opgesteld met de camera, zoals daarmee 50 jaar geleden de eerste electrocardiogrammen werden gemaakt.

De tentoonstelling is geopend van 12 December—10 Januari; op werkdagen (behalve 's Maandags) 10—4; 's Zondangs en 2e Kerstdag 1—4 uur. Gesloten: 's Maandags, de eerste Kerstdag en Nieuwjaarsdag.

Toegangsprijs 10 cent; studenten vrij op vertoon van hun inschrijvingsbewijs.

Uit het Nederlands Radiogenootschap

NIEUWE LEDEN

Drs K. H. J. Bokhove, Jan Luykenstraat 38, Eindhoven.
Ir A. J. van Buytene, Dorpsweg 101—2, Hattum.
Ir C. J. Pluygers, Meidoornlaan 25, Delft.
B. Ravensteyn, Gerard Doulaan 8, Baarn.
Ir J. J. van Rijsinghe, Schapendrift 40, Blaricum.
D. L. A. Tjaden, 1e Braamstraat 26, Den Haag (juniorlid).
J. C. Vermeulen, Azaleastraat 67, Den Haag (juniorlid).
Ir A. de Waard, van Hoornstraat 51, Hilversum.

VOORGESTELDE LEDEN

Ir P. L. M. van Berkel, Parkweg 234, Voorburg. (Centraal Lab. P.T.T., Den Haag.)
Ir J. Domburg, St. Lutgartstraat 11, Eindhoven. (Philips)
H. Dest, Hoogstedelaan 46, Arnhem. (KEMA)
Ir F. C. de Graaff, Beetslaan 198, Rijswijk. (Phys. Lab. RVO—TNO, Den Haag)
J. A. Greefkes, Rivierstraat 11, Eindhoven. (Philips)
Ir J. C. Huizinga, Kleverparkstraat 19, Haarlem. (Ronette, Amsterdam)
H. W. Philippens, Thorbeckelaan 180, Den Haag. (Tech. Hoofdambt. P.T.T.)
G. J. Rotgans, Bodemanstraat 47, Hilversum. (Ned. Radio Unie)
Ir R. Schornagel, van Dortstraat 22, Haarlem. (Radio Holland, Amsterdam)

NIEUWE ADRESSEN VAN LEDEN

Ir J. W. Baurdoux, Bachlaan 18, Hilversum.
Ir A. J. W. Duivestijn, Grevelingenstraat 8^{3}, Amsterdam (Z).
Ir G. Franken, Valkenboschkade 415, Den Haag.
Ir F. de Fremery, Flat Kannesheuvel, Rossinilaan 40, Hilversum.
Ir S. J. Hellings, Gooiersgracht 149, Laren.
Ir J. M. van Hofweegen, St. Jansstraat 58, Oerle (Gem. Veldhoven) N.Br.
Prof. Ir G. J. Levenbach, 209 Union Avenue, New Providence, New Yersey, U.S.A.
Ir L. J. W. van Loon, Koninginneweg 6a, Hilversum.
Ir J. C. van Marle, RR1, Waterdown, Ontario, Canada.
Ir F. H. Plas, Beethovenlaan 22, Bilthoven.
Ir J. M. G. Seppen, Kr. v. Veenlaan 79, Hilversum.
Ir G. Vries, Hanenburglaan 236, Den Haag.
Ir Th. J. Weijers, Zonnelaan 24, Hilversum.

CORRECTIES OP GEGEVENS IN No. 4

J. A. Koster, Rotterdamse Dijk 213a te Schiedam staat vermeld onder het hoofd „Nieuwe adressen van leden". Zijn naam had moeten voorkomen onder het hoofd „Nieuwe leden"; het huisnummer is 216a i.p.v. 213a.
Men leze in plaats van *Ir W. F. Nijo:* Ir W. F. Njio.

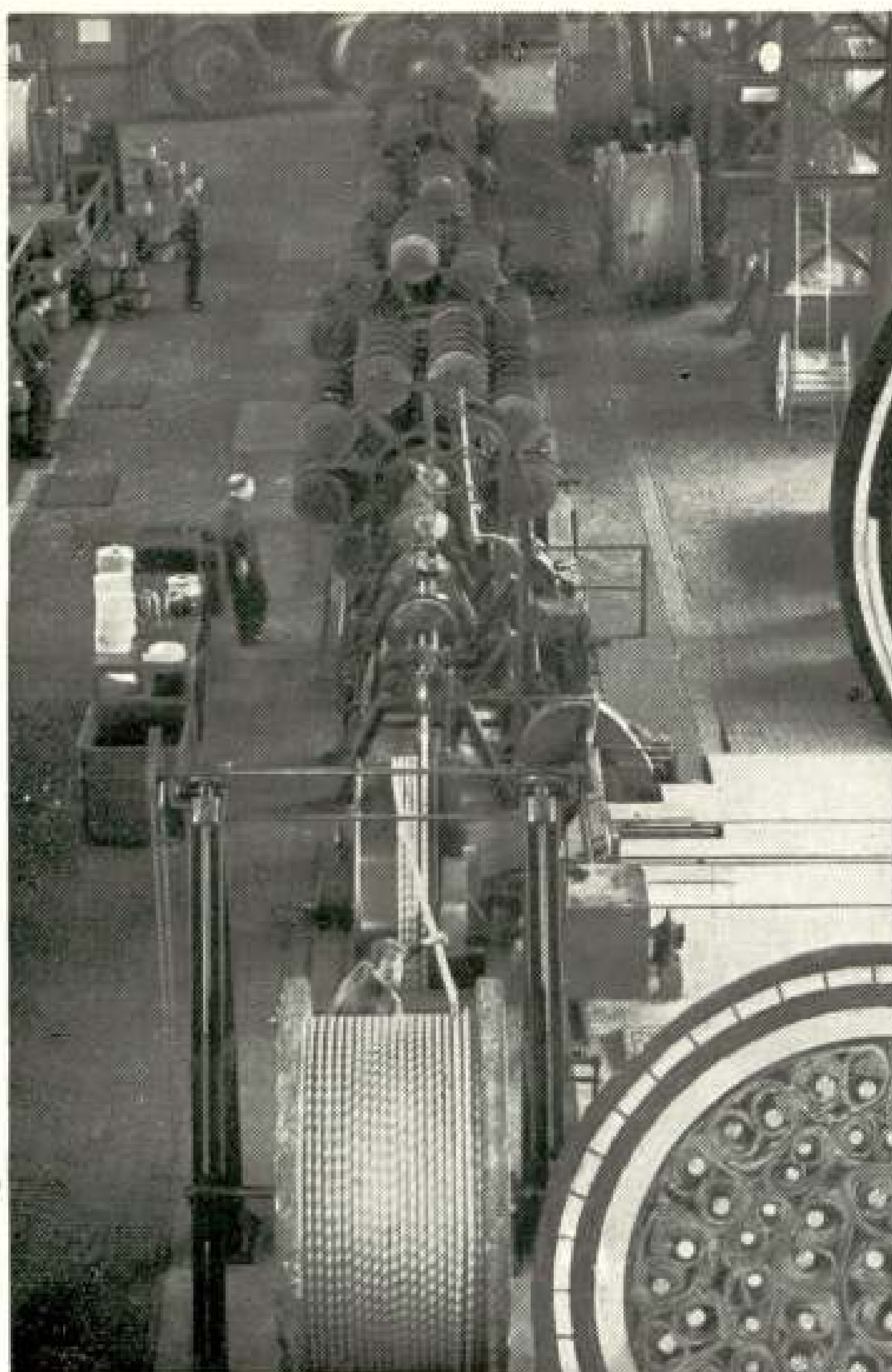
Philips' meetwagen, type STR 503 voor metingen in het H.F. gedeelte van draaggolf-lijnverbindingen.

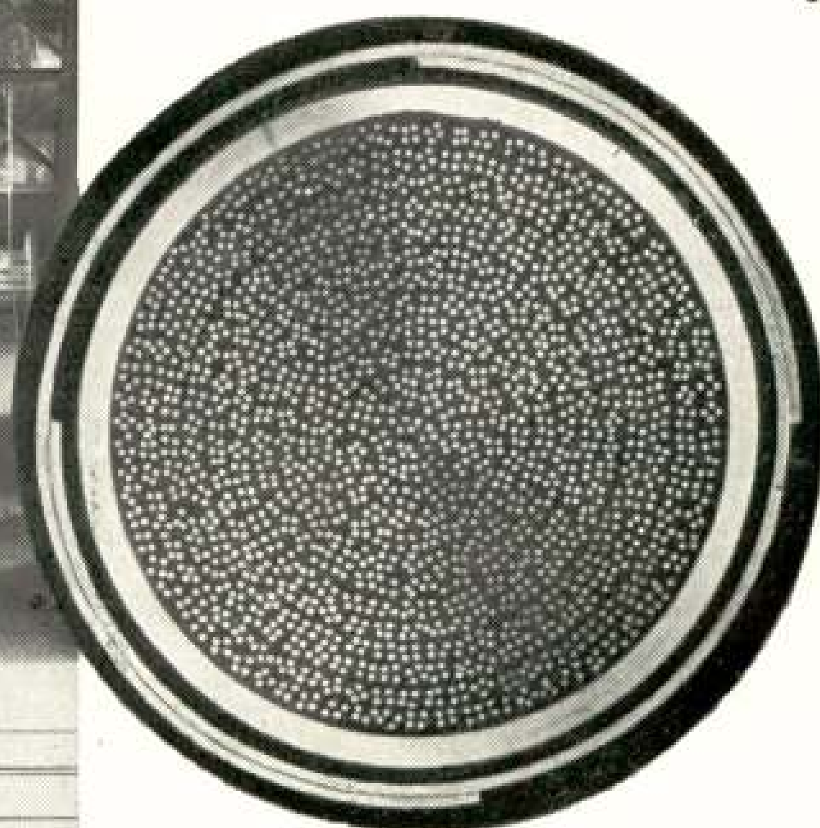
Voor het verrichten van metingen in het H.F. gedeelte van draaggolf-lijnverbindingen werden door de N.V. Philips' Telecommunicatie Industrie v/h N.S.F. speciale meetwagens ontworpen. Hiermede kunnen metingen worden verricht, terwijl het systeem in bedrijf is, dus zonder dat het telefoonverkeer wordt gestoord. De afmetingen van deze wagens zijn zodanig, dat zij gemakkelijk tussen de rek-rijen kunnen worden gereden.



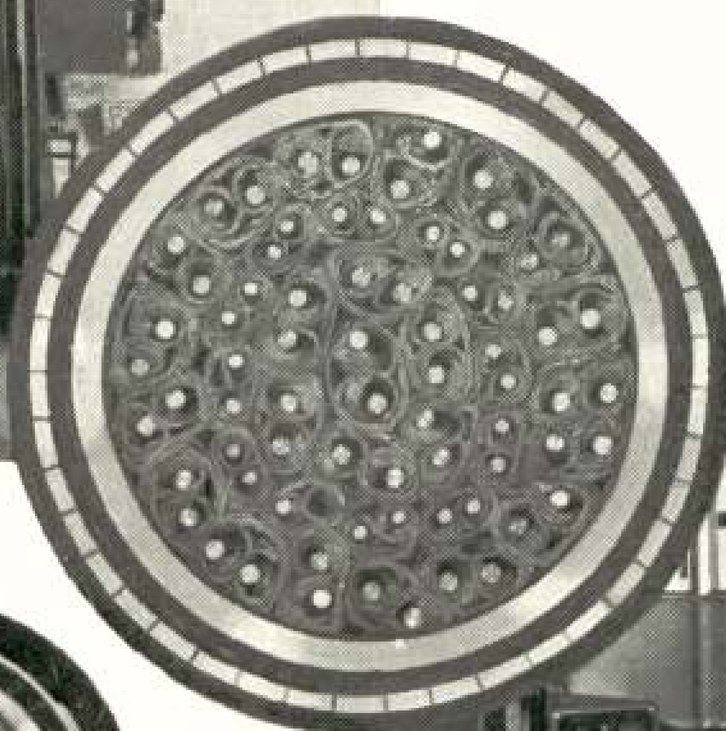
N.V. PHILIPS' TELECOMMUNICATIE INDUSTRIE
v/h N.V. NEDERLANDSCHE SEINTOESTELLEN FABRIEK — HILVERSUM

STAPEL





2000 aderige
telefoonkabel



Radio- distributiekabel





300 kHz draaggolfkabel





30 MHz coax-kabel

N.K.F. kabels voor telecommunicatie-
doeleinden zijn het resultaat van
diepgaand onderzoek en
een zeer zorgvuldige fabrikatie.



Signaalkabel

N.V. NEDERLANDSCHE KABELFABRIEK, DELFT